

CMOS-Back-End-of-Line-Prozesse für optische Bauelemente

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Frank Hochschulz
aus
Nordhorn

Referent: Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Franz-Josef Tegude
Tag der mündlichen Prüfung: 25. Oktober 2012

Zusammenfassung

Möchte man CMOS-Bildsensoren in wissenschaftlichen und technischen Anwendungen einsetzen, treten Probleme auf, die bei herkömmlichen Anwendungen vernachlässigbar sind. So kommt es durch eine schmalbandige Beleuchtung zu starken Schwankungen der Empfindlichkeit abhängig von der Wellenlänge, prozessbedingten Schichtdickenschwankungen, dem Einfallswinkel und der spektralen Breite der einfallenden Strahlung. Außerdem ist in wissenschaftlichen und technischen Anwendungen häufig ein über den sichtbaren Bereich hinausgehender Spektralbereich von Interesse.

In dieser Arbeit werden drei Back-End-of-Line-Prozesse für optische Bauelemente untersucht, welche die Eignung von CMOS-Bildsensoren für wissenschaftliche und technische Anwendungen mit oben genannten Anforderungen verbessern. Alle behandelten Prozesse lassen sich mit Hilfe herkömmlicher CMOS-Fertigungsanlagen nutzen.

Durch die Entwicklung einer UV-transparenten Siliziumnitrid-Passivierung konnte die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen bis in den fernen UV-Bereich ausgedehnt werden, wobei eine gute Schutzwirkung beibehalten werden konnte. Dieser Prozess ist für die Entwicklung sämtlicher Bildsensoren interessant, besonders jedoch für die Spektroskopie, bei der interessante Spektrallinien im UV-Bereich liegen.

Durch die sogenannte Stufenätzung, bei der mehrere optische Weglängen in ein einzelnes optisches Bauelement integriert werden, konnten die Schwankungen der Empfindlichkeit in Abhängigkeit aller oben genannten Parameter deutlich reduziert werden, ohne die durchschnittliche Empfindlichkeit zu beeinflussen. Dieser Prozess ist vor allem für Anwendungen mit Laser-Beleuchtung wie dem 3D-time-of-flight-imaging interessant, bei dem eine Reduzierung der Schwankungen der Empfindlichkeit die Herstellung und Nutzung vereinfacht.

Durch die sogenannte Oxidstapelätzung, bei der das Back-End-of-Line in photoaktiven Gebieten bis auf dünne Schichten nachträglich entfernt wird, konnten die Schwankungen der Empfindlichkeit verringert und die Empfindlichkeit bis in den extremen UV-Bereich des Spektrums ausgedehnt werden. Allerdings ergeben sich durch diesen Prozess mögliche Zuverlässigkeitsrisiken. Es sind Anwendungen dieses Prozesses in der Mikroskopie geplant. So wurde ein Bildsensor mit diesem Prozess gefertigt, der für den Einsatz bei der Inspektion von Maskenrohlingen für die kommende EUV-Lithographie gedacht ist und der derzeit auf seine Charakterisierung wartet.

Mit Hilfe der untersuchten Back-End-of-Line-Prozesse konnten die Schwankungen der Empfindlichkeit verringert und der nutzbare Spektralbereich von optischen Bauelementen vergrößert werden. Diese Prozesse verbessern daher die Eignung von CMOS-Bildsensoren für wissenschaftliche und technische Anwendungen.

Abstract

When CMOS image sensors are to be employed in scientific and technical applications problems arise that are negligible in common imaging applications. Specifically, when the spectral width of the illumination is small, strong variations of the sensitivity dependent on the wavelength, process-induced thickness variations, the angle of incidence and the spectral width of the incident radiation become dominant. Furthermore, in scientific and technical applications a larger spectral range is of interest than in common imaging applications.

In this thesis three Back-End-of-Line processes for CMOS photo detectors are investigated, which intend to improve the applicability of CMOS image sensors for scientific and technical imaging applications. All three processes can be used with standard CMOS manufacturing tools.

By developing an UV-transparent silicon nitride passivation the sensitivity of photo detectors could be extended into the far UV-range of the spectrum, while maintaining good protective properties. This process is interesting for the development of any image sensor, especially for spectroscopic applications where interesting spectral lines are in the UV-range of the spectrum.

Using the so called step etching, which introduces multiple optical path lengths into a single photo detector, the variations of the sensitivity dependent on all above-mentioned parameters could be reduced significantly, without changing the average sensitivity. This process is especially interesting for applications that feature laser illumination, like 3D-time-of-flight-imaging, where a reduction of the variations of the sensitivity simplifies the manufacturing and usage.

Using the so called deep optical stack etching, where the Back-End-of-Line in photo-active areas is removed down to thin layers, the variations of the sensitivity could be removed and the sensitivity could be extended into the extreme UV-range of the spectrum. However, this process introduces possible reliability risks. Applications for this process include microscopy. An image sensor using this process has been manufactured, which is intended for mask blank inspection tools for the coming EUV-lithography and is currently waiting for its characterization.

Using the investigated Back-End-of-Line processes the variations of the sensitivity could be reduced and the usable spectral range of photo detectors could be increased. These processes therefore improve the applicability of CMOS image sensors for scientific and technical applications.

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung	iii
Abstract	iv
Inhaltsverzeichnis	vii
1. Einleitung	1
1.1. Motivation und Inhalt dieser Arbeit	3
1.2. Stand der Technik	6
1.3. Der zugrundeliegende CMOS-Prozess	9
1.4. CMOS-Bildsensoren	11
1.5. Gliederung dieser Arbeit	15
2. Theoretische Grundlagen	17
2.1. Elektromagnetische Wellen	18
2.2. Der Brechungsindex und die Absorption	21
2.3. Elektromagnetische Wellen an Grenzflächen	22
2.3.1. Polarisierung	22
2.3.2. Reflexion und Transmission	23
2.4. Interferenz an dünnen Schichten	25
2.4.1. Interferenzeffekte einer Schicht in erster Näherung	25
2.4.2. Interferenzeffekte einer Schicht in vollständiger Form	29
2.4.3. Mehrere Schichten in vollständiger Form	30
2.4.4. Zusammenfassung der Dünnschichtinterferenz	32
2.5. Absorption von elektromagnetischer Strahlung	33
2.5.1. Absorption in Gasen	36
2.5.2. Fazit Absorptionseffekte	40
2.6. Ladungsträgertransport	40
2.7. Rekombination	42
2.8. Kontinuitätsgleichung	42
2.9. Der pn-Übergang	43

2.10.	Die interne Quanteneffizienz einer Photodiode	45
2.11.	Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen	47
3.	Die UV-transparente Passivierung	53
3.1.	Einleitung	54
3.2.	Theoretische Grundlagen	54
3.3.	Entwicklung der UV-transparenten Passivierung	57
3.4.	Charakterisierung	63
3.4.1.	Kantenbedeckung	63
3.4.2.	Dichtigkeitstest	65
3.4.3.	Elektrische Parameter (nach HAST-Lagerung)	65
3.4.4.	Dunkelstrom	65
3.4.5.	UV-Transparenz nach HAST-Lagerung	68
3.4.6.	UV-Transparenz nach UV-Bestrahlung	68
3.5.	Zusammenfassung UV-transparente Passivierung	70
4.	Die Stufenätzung	71
4.1.	Motivation	74
4.2.	Theoretische Behandlung von opt. Bauelementen mit mehreren Schichtdicken	80
4.2.1.	Optische Bauelemente mit zwei Siliziumoxid-Stufen	80
4.2.2.	Optische Bauelemente mit zwei Stufen in der Siliziumnitrid-Passivierung	84
4.2.3.	Optische Bauelemente mit vier Siliziumoxid-Stufen	84
4.2.4.	Optische Bauelemente mit zwei Siliziumoxid- und zwei Siliziumnitrid-Stufen	84
4.2.5.	Zusammenfassung der theoretischen Behandlung der Stufenätzung	87
4.3.	Realisierung und Messungen	92
4.4.	Weitere Methoden zur Prozessierung der Stufenätzung	95
4.5.	Dunkelstrom	98
4.6.	Schräger Lichteinfall	100
4.6.1.	Geometrische Einflüsse bei schrägem Lichteinfall	101
4.6.2.	Simulation der Quanteneffizienz bei schrägem Lichteinfall	104
4.7.	Zusammenfassung Stufenätzung	106
5.	Die Oxidstapelätzung	109
5.1.	Oxidstapelätzung - Prozess	110
5.1.1.	Oxidstapelätzung Variante 1	112
5.1.2.	Oxidstapelätzung Variante 2	114
5.2.	Design-Rules	116
5.3.	Testfeld Oxidstapelätzung	118
5.4.	Empfindlichkeit ab 250 nm	120
5.5.	XUV-Empfindlichkeit	125
5.6.	Zweidimensionale Simulation	127
5.7.	Zusammenfassung Oxidstapelätzung	139

6. Kombination aus Stufen- und Oxidstapelätzung	141
6.1. Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe	142
6.2. Oxidstapelätzung Variante 1 mit planarisierter Passivierung	145
7. Zusammenfassung und Ausblick	147
A. Brechungsindizes	151
B. QE-Messsysteme	157
B.1. Das UV-QE-Messsystem	157
B.2. Das Vis-NIR-QE-Messsystem	159
B.3. Bestimmung des Spektrums und der spektralen Breite der Messsysteme .	162
C. Messung der XUV-Quanteneffizienz von Photodioden	166
D. Routinen für eindimensionale Simulationen	181
D.1. Einleitung	181
D.2. Der Transfer-Matrix-Formalismus	181
D.3. Die Simulationsroutinen	186
Abbildungsverzeichnis	191
Tabellenverzeichnis	195
Begriffsverzeichnis	196
Literaturverzeichnis	201
Entstandene Arbeiten und Veröffentlichungen	211
Danksagung	214

KAPITEL 1

EINLEITUNG

Die Integration von mehreren elektrischen Bauteilen, wie Transistoren, Dioden, Widerständen und Kapazitäten, auf einem einzigen Substrat aus einem Halbleitermaterial wurde 1958 von Jack Kilby erfunden [Kil76] und wird als integrierter Schaltkreis bezeichnet. Seitdem haben sich integrierte Schaltkreise in zahlreichen Anwendungsgebieten verbreitet und sind Grundlage der modernen Informationsverarbeitung und Sensorik.

Die Herstellung der integrierten Schaltkreise erfolgt heutzutage hauptsächlich auf monokristallinen Silizium-Substraten, bei denen die verschiedenen funktionalen Bauelemente durch die Implantation von Ionen in das Substrat definiert werden. Die dazu notwendigen Arbeitsschritte werden auch als Front-End-of-Line bezeichnet. Die einzelnen Bauelemente werden ihrerseits über Metall-Bahnen miteinander verbunden, die durch Siliziumoxide voneinander isoliert werden. Die Arbeitsschritte dazu werden Back-End-of-Line genannt. Aus den ersten so hergestellten Schaltungen hat sich die Bezeichnung CMOS-Technologie erhalten, die eine Integration von komplementären Feldeffekttransistoren mit einem Metall-Gate und einem Siliziumoxid zwischen Gate und Halbleitersubstrat beschreibt (engl. complementary metal oxide semiconductor, CMOS).

Die Entwicklung der Herstellungstechnologie von CMOS-Produkten wird getrieben von wenigen zentralen Produkten, hauptsächlich von Prozessoren und Speicher. Gordon Moore erkannte bereits 1965, dass die Komplexität integrierter Schaltkreise einem exponentiellen Wachstum unterworfen sein wird [Moo65]. Diese Gesetzmäßigkeit hat sich bis zum heutigen Tage bewahrt und wurde daher als das Mooresche Gesetz bekannt. Um diese Steigerung der Komplexität zu ermöglichen, ohne dass die Größe der Schaltkreise in gleichem Maße mitwächst, muss die Größe der einzelnen Bauelemente exponentiell fallen. Aktuelle Herstellungstechnologien arbeiten mit Strukturgrößen von 22 nm [Dar11].

Abgesehen von den zentralen Technologietreibern der Halbleiterindustrie, den sog. „more Moore“-Produkten, profitieren viele weitere Anwendungsgebiete von den Herstellungstechnologien, indem sie Schaltungen mit neuen Funktionen versehen. Diese sog. „more than Moore“-Produkte erweitern die Schaltungen z. B. um Sensoren für die verschiedensten physikalischen Vorgänge wie Licht oder Beschleunigung. Im Gegensatz zu den „more Moore“-Produkten, die immense Investitionen in die Herstellungstechnik und das Design der Produkte verlangen, um wirtschaftlich zu sein, lassen sich „more than Moore“-Produkte durch die zusätzlichen Funktionen auch in Herstellungstechnologien mit größeren Strukturgrößen sinnvoll fertigen.

Optische Bauelemente im Sinne dieser Arbeit sind solche, die ein elektrisches Ausgangssignal in Abhängigkeit von einfallender elektromagnetischer Strahlung erzeugen, wobei die Abhängigkeit in einfacher Weise (linear oder logarithmisch) erfolgen sollte. Emitter werden in dieser Arbeit nicht betrachtet. Die Wellenlänge der einfallenden Strahlung ist dabei nicht auf den sichtbaren Bereich beschränkt, sondern kann auch weitere Teile des elektromagnetischen Spektrums umfassen. Eine Matrix aus optischen Bauelementen ermöglicht zusammen mit einer geeigneten Optik die digitale Photographie.

Obwohl bereits 1967 der Einsatz von Dioden als optische Bauelemente in einem Bildsensor diskutiert wurde [Wec67], erfolgte der Übergang von analoger Photographie auf Film zu digitaler Photographie durch die Erfindung des sog. charge coupled device (CCD)

durch George E. Smith und Willard S. Boyle 1970 [BS70]. Bei diesem werden die Ladungen, die bei der Absorption von Licht in einem Halbleitermaterial entstehen, orts aufgelöst in Potentialtöpfen festgehalten. Die Ladungen in den einzelnen Potentialtöpfen können durch eine geschickte Ansteuerung von Elektroden nacheinander zu einem Ausleseknotten geführt werden, wo die Ladung zunächst in ein Spannungs- und anschließend in ein digitales Signal umgewandelt werden.

Erst mit der Erfindung der sog. aktiven Pixelstruktur (engl. active pixel sensor, APS) in Verbindung mit dem CDS-Verfahren (engl. correlated double sampling) und Herstellungstechnologien mit kleineren Strukturgrößen konnten die Nachteile von CMOS-Bildsensoren im Vergleich zu CCD-Bildsensoren - wie etwa größeres Rauschen - ausgeglichen werden. Durch die zusätzlichen Vorteile von CMOS-Bildsensoren wie geringerem Energieverbrauch und der Integrierbarkeit von beliebigen Schaltungen zur Signalverarbeitung [Fos93] haben CMOS-Bildsensoren CCD-Bildsensoren heutzutage in den meisten Anwendungsgebieten verdrängt [The07].

In jüngster Zeit hat eine neue Architektur für Bildsensoren, die sog. Rückseitenbeleuchtung (engl. backside illumination, BSI), angefangen, in kommerzielle Produkte Einzug zu halten. Bei der alternativen Vorderseitenbeleuchtung (engl. frontside illumination, FSI) fällt die Strahlung von der gleichen Seite ein, auf der sich auch das Back-End-of-Line befindet. Bei der Rückseitenbeleuchtung wird der Wafer mit dem Back-End-of-Line auf einem weiteren Träger-Wafer befestigt. Anschließend wird die Rückseite des ersten Wafers bis auf eine Dicke von wenigen Mikrometern gedünnt. Die Herstellung von BSI-Bildsensoren ist daher wesentlich aufwendiger und mit vielen zusätzlichen Prozessschritten verknüpft. Dadurch, dass sich keine Metall-Bahnen mehr im Weg des Lichts befinden, kann bei BSI-Sensoren der Füllfaktor, also der Anteil von photoaktiver Fläche zur Gesamtfläche des Sensors, erhöht werden. Außerdem kann die Dicke der Schichten auf der photoaktiven Seite des Bildsensors reduziert werden.

1.1. Motivation und Inhalt dieser Arbeit

In wissenschaftlichen und technischen Bereichen sind bis heute CCD-Bildsensoren verbreitet. Der Übergang zu CMOS-Bildsensoren ist jedoch aufgrund der Integration von Schaltungen zur Signalverarbeitung, zur Verhinderung von bestimmten Problemen von CCD-Bildsensoren, wie Blooming, und zur Nutzung von Methoden, die nur bei CMOS-Bildsensoren möglich sind, wie nicht destruktives Auslesen, angestrebt. Außerdem sind CMOS-Bildsensoren resistenter gegen ionisierende Strahlung als CCD-Bildsensoren, was für den Einsatz bei Weltraumanwendungen nützlich ist.

Beim Einsatz von CMOS-Bildsensoren für diese Anwendungen können jedoch Probleme auftreten, die bei herkömmlichen Anwendungen nicht auftreten. Diese Probleme treten z. B. bei einer geringen spektralen Breite und Wellenlänge außerhalb des sichtbaren Spektralbereichs auf. Außerdem besteht in diesen Anwendungen oft die Notwendigkeit,

quantitative Messungen durchzuführen, was zusätzliche Anforderungen an die Schwankung der Empfindlichkeit von Bildsensoren stellt.

In dieser Arbeit sollen Back-End-of-Line-Prozesse für FSI-CMOS-Bildsensoren in einer 0,35 μm -CMOS-Technologie im Hinblick auf optische Bauelemente für wissenschaftliche und technische Anwendungsgebiete untersucht werden. Durch die untersuchten Back-End-of-Line-Prozesse soll die Eignung von optischen Bauelementen und damit von CMOS-Bildsensoren für wissenschaftliche und technische Anwendungsgebiete verbessert bzw. überhaupt erst ermöglicht werden.

Da Back-End-of-Line-Prozesse untersucht werden, können als optische Bauelemente verschiedene Strukturen eingesetzt werden. In der Praxis werden hauptsächlich Dioden, sog. Photodioden, eingesetzt, weshalb diese exemplarisch als optisches Bauelement betrachtet werden. Andere optische Bauelemente wie z. B. Photogates können aber meist ohne Probleme mit den betrachteten Prozessen kombiniert werden. Es werden zwar explizit FSI-Bildsensoren betrachtet, in gewissem Maße lassen sich die Betrachtungen jedoch auch auf BSI-Bildsensoren übertragen.

Während für herkömmliche Bildsensoren nur der sichtbare Bereich des Spektrums von Interesse ist, sind für wissenschaftliche und technische Anwendungen auch andere Spektralbereiche von ultravioletter (UV-) bis zu infraroter (IR-) Strahlung interessant. Vor allem die kurzwelligen Spektralbereiche sind für herkömmliche CMOS-Bildsensoren und je nach Spektralbereich auch für die meisten CCD-Bildsensoren nicht zugänglich. Dies liegt an Absorptionseffekten im Back-End-of-Line, die bei kleinen Wellenlängen auftreten.

Die Wellenlängen, die in dieser Arbeit betrachtet werden, liegen im Bereich unterhalb der Absorptionskante von Silizium (ca. 1100 nm) und oberhalb von Röntgenstrahlung (ca. 1 nm). Der Spektralbereich von optischen Bauelementen wird durch zwei Verfahren zu kleineren Wellenlängen erweitert. Durch die Entwicklung einer UV-transparenten Passivierung wird der Spektralbereich bis 250 nm und durch die sog. Oxidstapelätzung bis hinunter zu 1 nm erschlossen. Anwendungsgebiete, die von einer Erweiterung des Spektralbereichs profitieren, sind z. B. die Spektroskopie, bei der viele Spektrallinien im UV-Bereich liegen, und die Mikroskopie.

Weitere Probleme entstehen, wenn das Spektrum der Beleuchtung besonders schmalbandig wird. In diesem Fall werden Interferenzeffekte von Teilstrahlen, die an den verschiedenen Material-Grenzflächen im Back-End-of-Line reflektiert werden, wichtig. Dies tritt z. B. bei Anwendungen mit Laser-Beleuchtung oder in der Spektroskopie auf. Bei herkömmlichen Anwendungen mit einer breitbandigeren Beleuchtung mitteln sich die Interferenzerscheinungen in der Antwort des optischen Bauelements heraus und spielen daher keine Rolle. Die Interferenzeffekte führen zu Schwankungen in der Empfindlichkeit von optischen Bauelementen (engl. etaloning) und sind daher bei vielen Anwendungen unerwünscht.

In dieser Arbeit werden die Schwankungen der Empfindlichkeit durch die sog. Stufenätzung und durch die sog. Oxidstapelätzung vermindert. Anwendungen, die von einer Ver-

ringerung der Schwankung der Empfindlichkeit profitieren, sind z. B. die Spektroskopie und das 3D-time-of-flight-imaging.

In der Spektroskopie werden bestimmte für einzelne Materialien charakteristische Wellenlängen detektiert. Dazu wird z. B. eine Probe eines Materials durch einen Plasmafunken angeregt und das Spektrum der entstehenden Strahlung vermessen. Über die im Spektrum enthaltenen Wellenlängen lassen sich Rückschlüsse auf die im Material vorhandenen Elemente ziehen. Die Nachweisgrenze für einzelne Wellenlängen ist dabei direkt von der Empfindlichkeit des optischen Bauelements abhängig. Für eine quantitative Analyse muss zudem die Empfindlichkeit bei einer bestimmten Wellenlänge genau bekannt sein. Die interessanten Wellenlängen in diesem Anwendungsbereich liegen dabei nicht nur im sichtbaren Bereich des Spektrums, sondern auch im UV-Bereich. Dieser ist für herkömmliche CMOS-Bildsensoren wegen der Absorption im Back-End-of-Line nicht zugänglich.

Mikroskopie mit Wellenlängen im UV-Bereich erhöht die Auflösung, da die Beugungsbegrenzung im Vergleich zum sichtbaren Licht verschoben wird. Eine besondere Anwendung in diesem Bereich ist die Inspektion von Maskenrohlingen für die EUV-Lithographie, die bei einer Wellenlänge von 13,5 nm durchgeführt wird. Da die Inspektion der Maskenrohlinge möglichst ähnlich dem späteren Einsatz der Masken geschehen muss, um bestimmte Defekte zu finden, sind Bildsensoren für diesen Wellenlängenbereich notwendig. Herkömmliche CMOS-Bildsensoren und die meisten CCD-Bildsensoren sind für Strahlung in diesem Bereich nicht empfindlich. Für diese Anwendung werden schnelle CMOS-Bildsensoren mit einer hohen Empfindlichkeit im extremen UV-(XUV-)Bereich benötigt. Auch für andere Anwendungen in diesem Spektralbereich sind entsprechende Bildsensoren von Interesse, z. B. für die Mikroskopie im sog. Wasser-Fenster.

Auch beim 3D-time-of-flight-imaging werden möglichst hohe und genau bekannte Empfindlichkeiten für schmalbandiges Licht benötigt. Bei dieser Anwendung wird über die Detektion einer modulierten Lichtquelle die Entfernung eines Objekts bestimmt. Als Lichtquelle kommen dabei z. B. ein gepulster Laser oder eine sinusförmig modulierte Leuchtdiode zum Einsatz. Der Wert und die Schwankung der Empfindlichkeit des optischen Bauelements für die Wellenlänge der Beleuchtung beeinflussen bei dieser Anwendung das Signal-Rausch-Verhältnis, die maximal detektierbare Entfernung und die Unsicherheit der detektierten Entfernung. Schwankt die Empfindlichkeit prozessbedingt, muss dieser Einfluss normalerweise bei der Herstellung berücksichtigt werden, was entweder zu größeren Photodioden oder zu einer geringeren Ausbeute führt. Durch eine Reduktion der Schwankungen der Empfindlichkeit kann dieser Kompromiss umgangen werden. Eine Reduktion der Schwankungen der Empfindlichkeit innerhalb eines Bildsensors verbessert außerdem die Unsicherheit der Entfernungsmessung [LLM⁺11].

In dieser Arbeit werden zwei Ziele verfolgt: die Erweiterung des nutzbaren Spektralbereichs sowie die Reduktion von Schwankungen der Empfindlichkeit. Zu diesem Zweck werden drei Back-End-of-Line-Prozesse sowie deren Kombinationen untersucht. Zur Beurteilung von deren Einfluss werden Simulationsroutinen genutzt, die speziell auf die behandelten Effekte abgestimmt wurden (siehe Anhang D). Diese Simulationsroutinen erlauben z. B. eine einfache Berücksichtigung der Auswirkung von Schichtdickenschwankungen auf die Empfindlichkeit. Die so gewonnenen Simulationen werden durch Mes-

sungen an Teststrukturen überprüft. Teilweise werden weitere Parameter der optischen Bauelemente, wie z. B. Dunkelstrom oder Zuverlässigkeit, in die Betrachtungen einbezogen.

1.2. Stand der Technik

In diesem Abschnitt wird der aktuelle Stand der Technik im Bereich der drei angesprochenen Anwendungen Spektroskopie, XUV-Bildsensorik und 3D-time-of-flight-imaging beschrieben.

Bei der Spektroskopie fällt zunächst deren große Verbreitung im wirtschaftlichen Sektor auf, so betrug der Marktumfang allein in den Vereinigten Staaten von Amerika im Jahr 2009 rund 4,9 Mrd. USD [bcc10]. Betrachtet man Systeme für die Spektroskopie im UV-bis sichtbaren Spektralbereich führender Hersteller (z. B. Bruker AXS, Spectro, Oxford Instruments oder OBLF) oder Hersteller von spektroskopischen Kamerasystemen (z. B. Andor), so finden sich größtenteils CCD-Sensoren.

Spektrometer mit CMOS-Bildsensoren wie das Ocean Optics STS Microspectrometer, das Hamamatsu C10083MD oder das Newport LineSpec finden sich vor allem in Produkten mit sehr hohen Anforderungen an die Portabilität, so kommen alle genannten Spektrometer mit CMOS-Sensor mit einer Grundfläche von deutlich weniger als einer DIN-A4-Seite aus. Sowohl für den Sensor des Hamamatsu als auch für den des Ocean Optics Spektrometers sind im Internet Darstellungen der spektralen Empfindlichkeit erhältlich (siehe Abb. 1.1), wobei die Schwankungen der Empfindlichkeit durch Interferenzeffekte sichtbar sind.

Allerdings sind auch von den genannten führenden Herstellern Bestrebungen zum Übergang zu CMOS-Sensoren bekannt, wobei dafür ein höheres Signal-Rausch-Verhältnis (engl. signal to noise ration, SNR), eine höhere Zeitauflösung der Messung, eine Vermeidung der Schwankungen der Empfindlichkeit und eine Ausdehnung des Spektralbereichs in Richtung kürzerer Wellenlängen - im Vergleich zu verfügbaren CMOS-Sensoren - nötig sind [Dur12].

Weitere Forschung auf dem Gebiet der CMOS-Bildsensoren für spektroskopische Anwendungen richtet sich vor allem in Richtung der Integration von Spektrometer und Bildsensor durch mikrosystemtechnische Verfahren (siehe z. B. [CGBW02] oder [EWGW10]).

Bildsensoren für den XUV-Bereich von 1 bis ca. 40 nm kommen vor allem bei weltraumgebundenen Untersuchungen der Sonne sowie bei mikroskopischen und spektroskopischen Anwendungen zum Einsatz. Dieser Bereich ist eher forschungs- als industrienah, wobei auf dem Gebiet der EUV-Lithographie der Übergang von Forschung zu Industrie derzeit vollzogen wird. In diesem Wellenlängenbereich wirken fast alle Materialien bereits bei sehr geringen Schichtdicken stark absorbierend, was einfallende Photonen am Erreichen des photoaktiven Substrats hindern kann. Umgangen wird dieses Problem durch eine von drei im Folgenden beschriebenen Methoden.

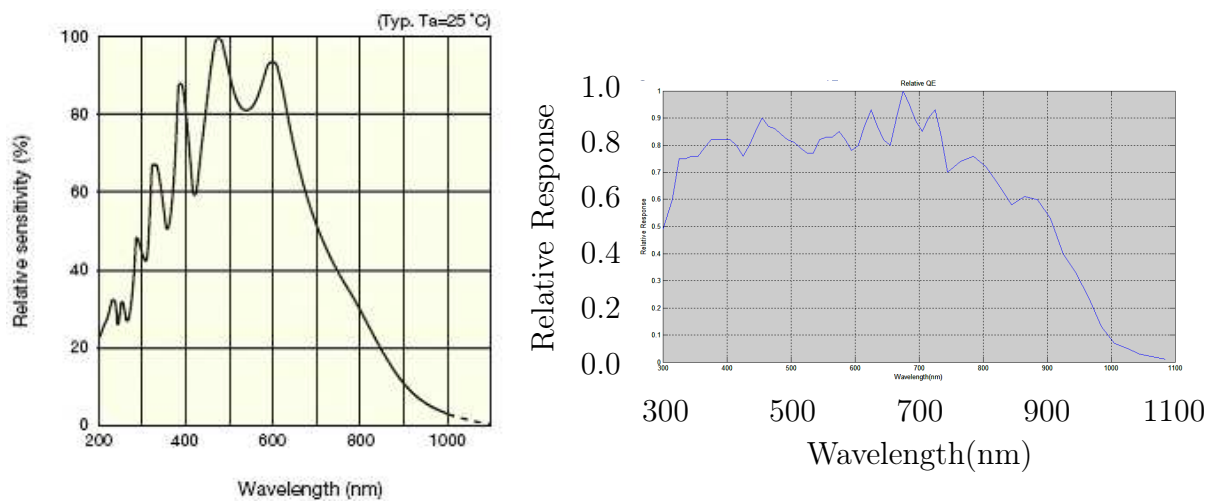


Abbildung 1.1.: Spektrale Empfindlichkeit kommerzieller CMOS-Spektroskopiesensoren. Dargestellt ist die spektrale Empfindlichkeit des Hamamatsu S8378 (links, aus [Ham]) und des Panavision Imaging ELIS-1024 Sensors (rechts, aus [Pan]). Zu erkennen sind die Schwankungen der Empfindlichkeit durch Interferenzeffekte (sog. etaloning), wobei diese im rechten Bild wegen des großen Abstands der Messpunkte weniger sichtbar als im linken sind. Die bis hinunter zu 200 nm vorhandene Empfindlichkeit ist ein Hinweis auf eine fehlende Siliziumnitrid-Passivierung, was den Dunkelstrom erhöht und damit die SNR vermindert.

Die erste Methode besteht in der Nutzung eines Szintillators, der die einfallende Strahlung zunächst in den sichtbaren Bereich umwandelt, welche anschließend ungehindert durch das Back-End-of-Line in das photoaktive Substrat vordringen kann. Der Vorteil dieser Methode ist, dass nahezu beliebige Bildsensoren mit einem Szintillator kombiniert werden können, ohne Neuentwicklungen des Bildsensors vornehmen zu müssen. Die Nachteile bestehen in einer verringerten Empfindlichkeit und einer reduzierten Ortsauflösung, da die Abstrahlung des Szintillators auch in benachbarte Pixel geschehen kann. Eine Untersuchung eines XUV-Bildsensors, der direkt mit einem Szintillator beschichtet wurde, findet sich z. B. in [BBJ09]. Ein Kamerasystem bestehend aus einem Szintillator und einem herkömmlichen Bildsensor wird in [BBB⁺05] beschrieben. Im November 2009 ist außerdem ein CMOS-Bildsensor für Sonnenbeobachtungen im XUV-Bereich - im Rahmen der ESA (European Space Agency) Proba-2-Mission - ins All gestartet, der auf einem beschichteten CMOS-APS-Sensor basiert (siehe z. B. [HBD⁺10] oder [BHD⁺06]).

Die zweite Methode besteht in der Nutzung bzw. Entwicklung von BSI-Bildsensoren, wobei auch hier oft Passivierungs- und Antireflexschichten auf das Substrat abgeschieden werden. Nur wenn die Schichten auf dem Sensor dünn genug sind, ergibt sich eine akzeptable Empfindlichkeit im extremen UV-Bereich. Eine Untersuchung von BSI-CCD-Bildsensoren findet sich z. B. in [BBJ09]. BSI-CMOS-Bildsensoren für Weltraumanwendungen finden sich z. B. in [WPMM⁺07] und [SSW⁺11]. Der Vorteil dieser Möglichkeit besteht vor allem in den generellen Vorzügen von BSI-Bildsensoren, wie einem erhöhten Füllfaktor. Obwohl sich die Rückseitenbeleuchtung bei kommerziellen Bildsensoren für

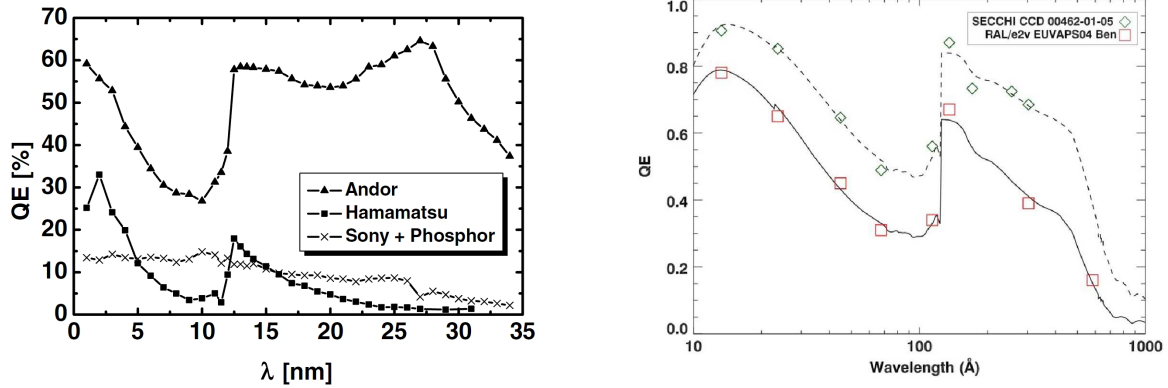


Abbildung 1.2.: XUV-Empfindlichkeit (kommerzieller) Sensoren. Links dargestellt ist die spektrale Empfindlichkeit des S9840 BSI-CCD-Sensors des Herstellers Hamamatsu, des phosphorbeschichteten Sensors ILX511 des Herstellers Sony und des BSI-CCD-Sensors CCD47-10 des Herstellers e2v (aus [BBJ09]). Rechts abgebildet ist die Empfindlichkeit eines BSI-CCD-Sensors CCD42-40 des Herstellers e2v (grüne Rauten) und eines BSI-CMOS-Sensors aus einem Forschungsprogramm des Rutherford Appleton Laboratory und e2v (rote Quadrate). Bild aus [SSW⁺11].

herkömmliche Anwendungen immer weiter durchsetzt, ist der dazu notwendige Prozess immer noch mit großem Aufwand verbunden, was die Entwicklung von anwendungsspezifischen Bildsensoren erschwert und den wesentlichen Nachteil dieser Methode darstellt.

Die dritte Methode besteht in der Anpassung von FSI-Bildsensoren. In [PWM⁺04] wird z. B. eine Reduktion des Back-End-of-Line eines CMOS-Bildsensors durch einen fokussierten Ionenstrahl (engl. focused ion beam, FIB) beschrieben. Vorteilhaft an dieser Methode ist, dass sie mit beliebigen Bildsensoren kombiniert werden kann, ohne Neuentwicklungen eines Bildsensors vornehmen zu müssen. Nachteil dieser Methode ist der große Aufwand, der nur für einzelne Bildsensoren mit wenigen Pixeln sinnvoll durchgeführt werden kann.

In dieser Arbeit wird ebenfalls eine Anpassung von FSI-Bildsensoren durch die Oxidstapelätzung vorgenommen, um Bildsensoren zu entwickeln, die empfindlich für den XUV-Bereich des Spektrums sind. Da sich die Oxidstapelätzung mit Hilfe von Standard-CMOS-Werkzeugen durchführen lässt, wird der zusätzliche Aufwand einer Rückseiten- oder FIB-Dünnung vermieden, was einfachere anwendungsspezifische Entwicklungen erlaubt. Außerdem weist die Oxidstapelätzung nicht die verschlechterte Ortsauflösung eines szintillatorbeschichteten Bildsensors auf. Allerdings müssen für diesen Prozess geringfügige Änderungen am Design vorgenommen werden, was zusätzlichen Aufwand bei der Entwicklung des Sensors erzeugt.

Eine Übersicht über die Empfindlichkeit verschiedener verfügbarer XUV-Sensoren findet sich in Abb. 1.2. Weiterhin erwähnenswert im Zusammenhang mit XUV-Bildsensoren ist die Entwicklung von besonders flachen Photodioden für Strahlung mit niedriger Eindringtiefe, siehe z. B. [Nan11].

Bedingt durch vielfältige Anwendungsmöglichkeiten, z. B. in der Industrieautomatisierung, der Unterhaltungstechnik oder im Bereich der automobilen Sicherheitstechnik, existieren beim 3D-time-of-flight-imaging sowohl verschiedene kommerzielle Anbieter wie TriDiCam, Mesa Imaging oder PMDTechnologies als auch zahlreiche aktuelle wissenschaftliche Veröffentlichungen. Ein Überblick über die verschiedenen genutzten Verfahren findet sich z. B. in [Spi09]. Allen Verfahren gemein ist die Detektion einer schmalbandigen Lichtquelle, z. B. eines gepulsten Lasers, und eine speziell angepasste Struktur der Pixel. Die Optimierung der Pixel-Struktur im Hinblick auf ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis, kleine Unsicherheit der Entfernungsmessung und hohe laterale Auflösung ist auch Hauptgebiet aktueller, wissenschaftlicher Veröffentlichungen (siehe z. B. [LLM⁺11], [DSF⁺11] oder [DHSZ11]).

1.3. Der zugrundeliegende CMOS-Prozess

Bildsensoren am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme IMS werden hauptsächlich in einem 0,35 μm -CMOS-Prozess entwickelt und gefertigt. Alle Betrachtungen in dieser Arbeit beziehen sich daher auf diesen Prozess, lassen sich aber auf ähnliche CMOS-Prozesse übertragen. Die wichtigsten Eckdaten des Prozesses sind [Pas07]:

- automobile Qualifizierung nach ISO/TS 16949
- Fertigung auf Wafern mit einem Durchmesser von 200 mm
- p-dotierte Wafer mit einer 15 μm dicken, niedrig p-dotierten Epitaxieschicht
- analoge (bis 60 V) und digitale (3,3 V) Transistoren
- Isolierung der Bauelemente durch lokale Oxidation von Silizium, sog. Feldoxid (engl. local oxidation of silicon, LOCOS)
- zwei verschiedene Gate-Oxid-Dicken
- minimale Strukturgröße 0,36 μm
- Option für zweite Polysilizium-Schicht (z. B. für Flash-Speicher)
- Silizidierung von Kontakten mit Blockierungsoption
- Wolfram-Kontakte und Vias mit chemisch-mechanischer Planarisierung (CMP)
- vier Al-Metall-Lagen
- CMP-Planarisierung der ersten drei Metall-Lagen
- optionale CMP-Planarisierung der vierten Metall-Lage und der Passivierung
- Isolierung der Metall-Lagen durch Siliziumoxid

- Passivierungsschicht aus Siliziumnitrid zum Schutz vor mechanischen Schäden, der Diffusion von Ionen und der Reduktion von Dunkelströmen von optischen Bauelementen [RBM07].

Als optisch wichtige Materialien werden in diesem Prozess ausschließlich Silizium, Siliziumoxid und Siliziumnitrid verwendet. Im Hinblick auf optische Gesichtspunkte muss bei letzterem die Herstellungsmethode berücksichtigt werden. So kann durch die sog. Niederdruck-chemische-Gasphasenabscheidung (engl. low pressure chemical vapor deposition, LPCVD) ein amorphes Siliziumnitrid mit nahezu perfekter Stöchiometrie (Si_3N_4) abgeschieden werden. Allerdings ist die Temperatur bei der Abscheidung so hoch, dass diese Abscheidemethode nicht nach der Fertigung der Al-Metall-Verdrahtung genutzt werden kann. Ein Ausweg ist, die Passivierungsschicht mit Hilfe von plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (engl. plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD) abzuscheiden. Diese Methode hat jedoch wiederum den Nachteil, eine Schicht mit nicht genau festgelegter Stöchiometrie und zusätzlichem Wasserstoff (SiN_xH_y) abzuscheiden.

Auch bei den Siliziumoxid-Schichten werden verschiedene Herstellungsmethoden verwendet, wobei die Stöchiometrie der Schichten stets sehr nah bei SiO_2 ist. Auch im Hinblick auf optische Gesichtspunkte unterscheiden sich die verschiedenen Schichten in messbaren Wellenlängenbereichen kaum, sodass stets SiO_2 für die optischen Parameter verwendet wird. Die unterschiedlichen Abscheidemethoden werden wegen anderen Effekten genutzt, so kann durch die Dotierung des abgeschiedenen Materials mit Bor und Phosphor bereits bei relativ niedrigen Temperaturen von ca. 1000 °C ein zähflüssiges Zerfließen und damit eine Planarisierung erreicht werden.

Für die optischen Parameter der monokristallinen Silizium-Wafer werden Literaturdaten verwendet.

Ein optisches Bauelement besteht immer aus einem Front-End-of-Line und einem Back-End-of-Line. Im Front-End-of-Line werden durch die Implantation von Dotierstoffen in den Wafer Photodioden erzeugt, nach der Absorption von elektromagnetischer Strahlung trennt die Photodiode die entstehenden Elektron-Loch-Paare. Im Back-End-of-Line werden anschließend mehrere Siliziumoxid-Schichten und die Siliziumnitrid-Passivierung abgeschieden. Die Gesamtheit der Schichten auf dem Wafer wird auch optischer Stapel genannt und beeinflusst die Menge der elektromagnetischen Strahlung, die zum Wafer gelangt und damit die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen durch Reflexion, Absorption und Interferenz.

Neben den optischen Eigenschaften der einzelnen Schichten ist deren Schichtdicke wichtig, da diese, wie später beschrieben, maßgeblich Absorption und Interferenz beeinflusst (siehe Abschnitt 2.4 und 2.5). Typischerweise besteht der optische Stapel im untersuchten Prozess aus $(5 \pm 0,5)$ µm Siliziumoxid und (750 ± 100) nm Siliziumnitrid.

Beim Einsatz von optischen Bauelementen in Bildsensoren müssen die umliegenden Schaltungen von der einfallenden Strahlung abgeschirmt werden, daher werden diese mit einer

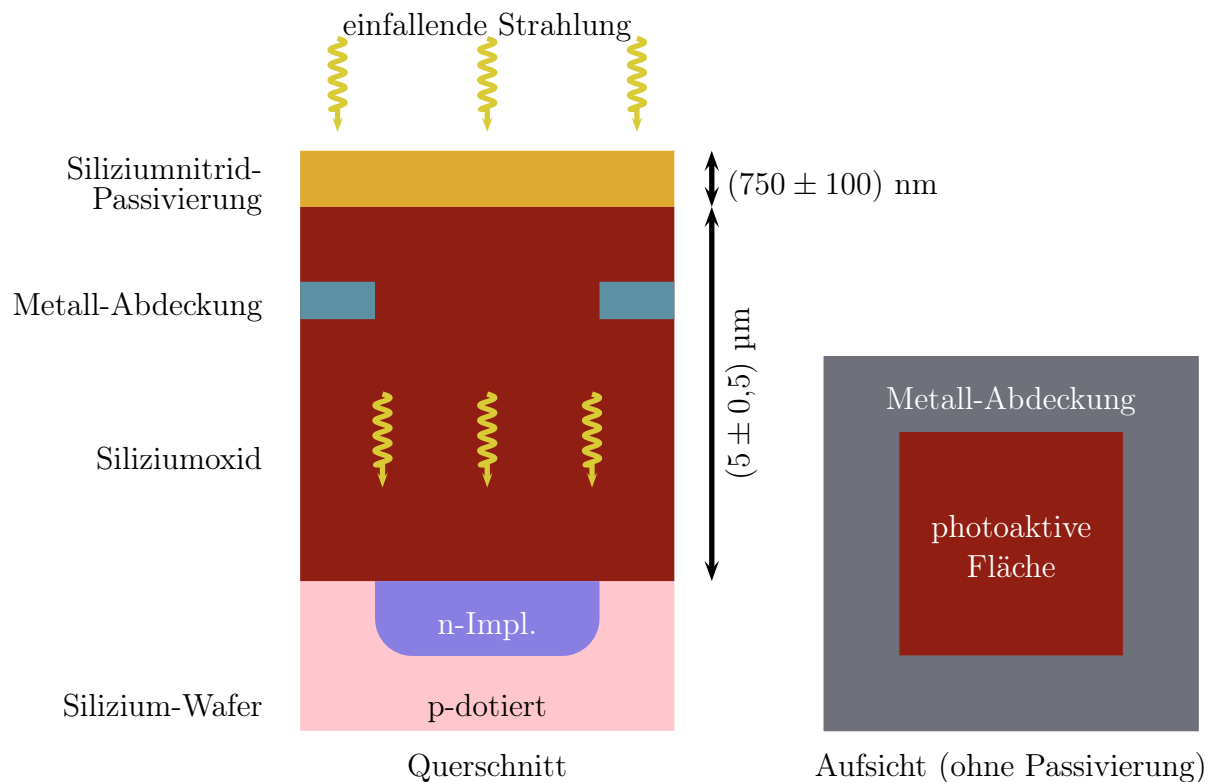


Abbildung 1.3.: Schematische Darstellung eines optischen Bauelements. Gezeigt ist ein Querschnitt (links) und eine Aufsicht (rechts) eines optischen Bauelements im untersuchten CMOS-Prozess. Im Front-End-of-Line wird eine Photodiode im Wafer erzeugt, typischerweise eine n-Implantation in das p-Substrat. Im Back-End-of-Line werden mehrere Siliziumoxid-Schichten und die Siliziumnitrid-Passivierung abgeschieden. Die photoaktive Fläche eines optischen Bauelements definiert sich durch das Loch in der Metall-Abdeckung.

Abdeckung aus Metall geschützt. Das Loch in der Metall-Abdeckung definiert die photoaktive Fläche eines optischen Bauelements (siehe Abb. 1.3).

1.4. CMOS-Bildsensoren

In diesem Abschnitt soll die Funktionsweise von CMOS-Bildsensoren, die auf einer aktiven Pixelstruktur basieren, kurz skizziert werden. Der schematische Aufbau ist in Abb. 1.4 und ein REM-Querschnitt ist in Abb. 1.5 gezeigt. Ein Bildsensor ist aus einer Matrix aus n Zeilen und m Spalten aufgebaut, wobei an jeder Position der Matrix ein sog. Pixel (von engl. picture cell) zu finden ist. Zusätzlich zu dieser Pixel-Matrix werden weitere Ansteuerungsschaltungen gebraucht, die neben der Pixel-Matrix platziert werden. Ein Pixel besteht aus einem optischen Bauelement (hier Photodiode) und Tran-

sistoren zur Realisierung verschiedener Funktionen. Der Anteil von photoaktiver Fläche zur Gesamtfläche eines Pixels wird Füllfaktor genannt.

Die hier betrachteten Photodioden bestehen aus einer n-Implantation in die p-Epitaxie. In einem Bildsensor wird für die Aufnahme eines Bildes zunächst die Photodiode und die sog. floating diffusion in jedem Pixel durch die Versorgungsspannung U_{DD} vorgespannt (RST und TX leiten in Abb. 1.4). Anschließend wird durch einfallendes Licht und die dadurch erzeugten Ladungsträger sowie durch den Dunkelstrom der Photodiode die Spannung der Photodioden-Kapazität verringert (TX sperrt in Abb. 1.4).

Für das Auslesen der durch die photogenerierten Ladungsträger veränderten Spannung kommen, wie eingangs erwähnt, ein aktives Pixel und correlated double sampling (CDS) zum Einsatz. Unter CDS versteht man, dass die relevante Spannung stets zweimal, einmal vor und einmal nach der Photogeneration von Ladungsträgern an der gleichen Kapazität gemessen und miteinander korreliert wird. Für diesen Zweck ist die floating diffusion notwendig, die als Ausleseknotten dient, der vom photoaktiven Gebiet getrennt werden kann. Unter einer aktiven Pixelstruktur versteht man, dass die relevante Spannung, also die der floating diffusion, nicht direkt mit den Auswerteschaltkreisen verbunden wird, sondern über einen Transistor im Pixel verstärkt wird. In einem Pixel finden sich vier einzelne Transistoren (sog. 4T-Struktur). Mit dieser Struktur und einem Füllfaktor von ca. 50 % wird im untersuchten CMOS-Prozess eine Pixel-Periode (engl. pixel pitch) von ca. 6 μm erreicht.

Die einzelnen, zur Aufnahme eines digitalen Bildes bei einem CMOS-Bildsensor benötigten Schritte, werden für ein einzelnes Pixel im Folgenden kurz dargestellt. Dabei wird im Anfangszustand von einem Sperren aller Transistoren ausgegangen.

- Vorspannen von Photodiode und floating diffusion (RST und TX leiten)
- Vorspannen der CDS-Stufe (CDS3, CDS1 leiten, CDS2 sperrt)
- Photogeneration von Ladungsträgern, Trennung von Löchern und Elektronen mit anschließender Sammlung von Elektronen in der Photodiode (TX sperrt, RST leitet)
- Verbindung von floating diffusion mit Eingangskapazität von CDS-Stufe (TX, RST sperren, Zeilen- und Spalten-Selektions-Transistoren RS_n bzw. CS_m für dieses Pixel leiten, CDS2 leitet, CDS1 und CDS3 sperren)
- Transfer der photogenerierten Ladung auf floating diffusion (TX leitet, RST sperrt, RS_n und CS_m für dieses Pixel sperren)
- Verbindung von floating diffusion mit CDS-Stufe, wobei der zuvor gespeicherte Wert durch die negative Rückkopplung in der CDS-Stufe abgezogen wird (TX und RST sperren, Zeilen-Selektions-Transistoren RS_n und Spalten-Selektions-Transistoren CS_m für dieses Pixel leiten, CDS1 leitet, CDS2, CDS3 sperren)
- Weitergabe der Spannung an Analog-Digital-Wandler (engl. analog digital converter, ADC)

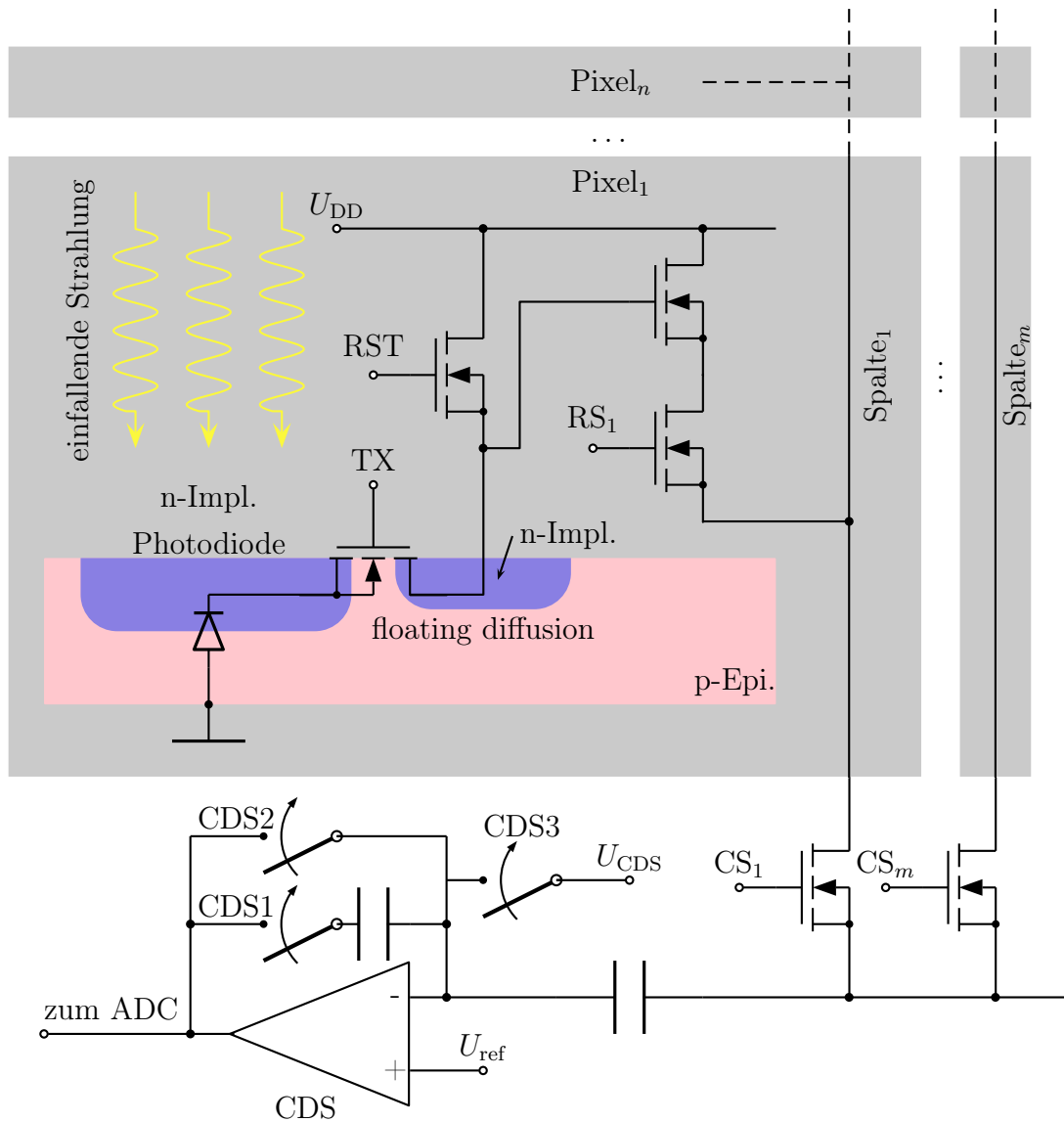


Abbildung 1.4.: Schematischer Aufbau eines Bildsensors. Gezeigt ist der schematische Aufbau eines Pixels und dessen Integration in eine Matrix aus n Zeilen und m Spalten. Eine Beschreibung der Funktionsweise findet sich in Abschnitt 1.4.

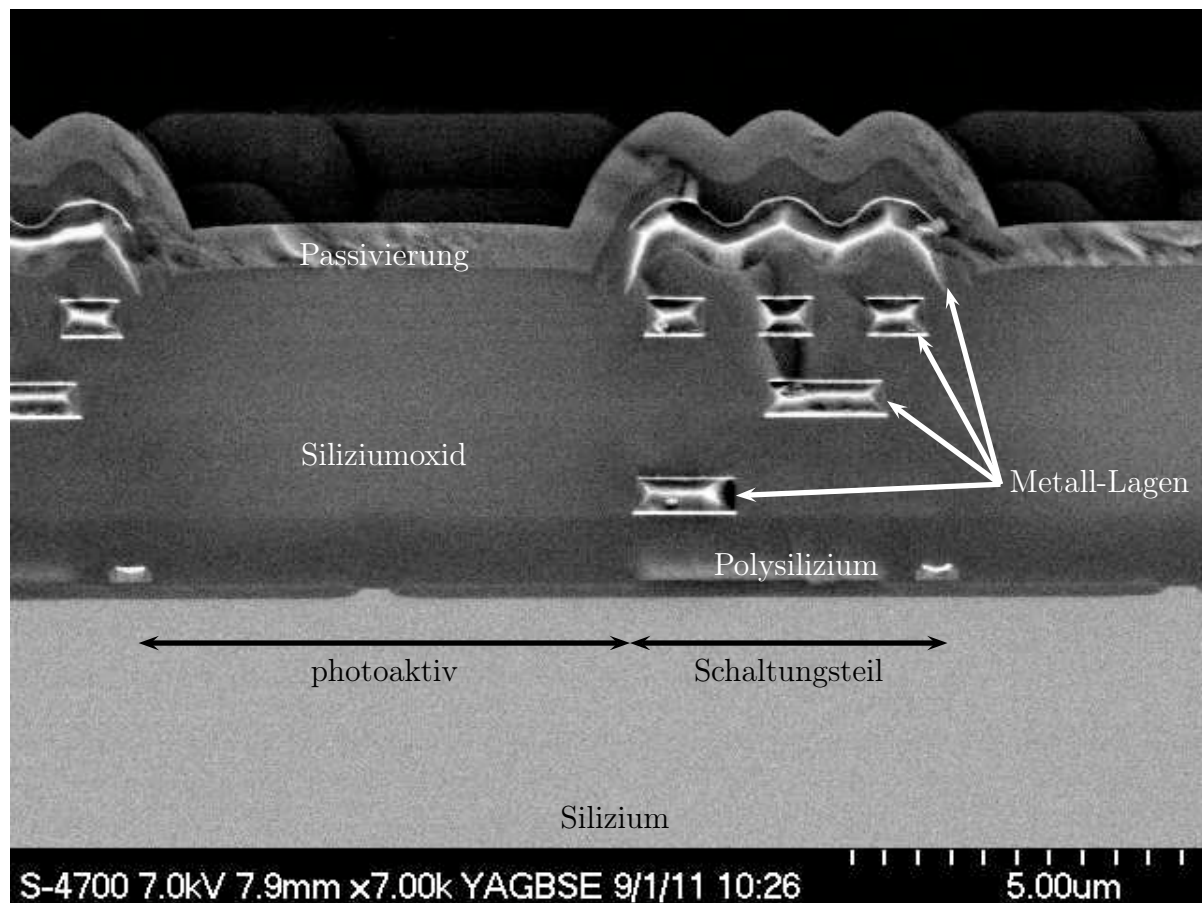


Abbildung 1.5.: REM-Querschnitt eines Pixels. Gezeigt ist ein REM-Querschnitt durch ein Pixel mit einer Pixel-Periode von 12 µm. Der photoaktive und der Schaltungsteil sind beschriftet. In diesem Fall wurde die Metall-Abdeckung in der vierten Metall-Lage ohne Planarisierung durchgeführt.

Durch die Wiederholung dieser Schritte für verschiedene Pixel des Bildsensors kann ein ortsauflöstes Bild der einfallenden Strahlung erstellt werden.

Als Implantation für die Photodioden kommen neben der Source-Drain-Implantation von nMOS-Transistoren verschiedene, für spezielle Anwendungen optimierte, Implantationen in Frage ([DSM⁺10], [DSF⁺11]). In dieser Arbeit werden zur Überprüfung der entwickelten Back-End-of-Line-Prozesse jedoch Photodioden aus einer sog. HV-n-Wannen Implantation betrachtet. Diese ist die einzige Implantation, die bereits vor der thermischen Oxidierung des Siliziums durchgeführt wird. Ihr Vorteil ist daher, dass sie im Gegensatz zur Source-Drain-Implantation von nMOS-Transistoren auch unter Feldgebiet verwendet werden kann, was vor allem für die in Kapitel 4 betrachteten Prozesse wichtig ist. Ein weiterer Vorteil dieser Implantation ist, dass durch die thermischen Prozesse nach der Implantation Schäden in der Kristallstruktur, die durch die Implantation vor allem von hohen Dosen entstehen, ausgeheilt werden. Diese Kristallschäden würden sonst Rekombinationszentren für Ladungsträger darstellen und so die Empfindlichkeit

der Photodiode reduzieren. Ein Nachteil dieser Implantation ist, dass gerade durch diese thermischen Prozesse und die damit zusammenhängende Ausdiffusion der Implantation der Abstand zwischen der Photodiode und anderen Bauteilen sehr groß sein muss, was hohe Pixeldichten und Füllfaktoren verhindert. Außerdem lässt sich diese Photodiode nicht mit einer floating diffusion kombinieren. Um einen Bildsensor mit dieser Photodiode zu bauen, müsste daher als Ausleseknotten direkt die Photodioden-Kapazität dienen (sog. 3T-Struktur). In diesem Fall lässt sich eine dem CDS ähnliche Methode verwenden, indem man die Spannung nach der Sammlung der Ladungsträger und nach dem Reset des Pixels voneinander abzieht. Da die beiden nicht korrelierten Spannungswerte in diesem Fall jedoch aus verschiedenen Bildern stammen, spricht man von delta double sampling.

Bei der Vermessung von Bildsensoren wird der Einfluss der kompletten Schaltung mit in die Empfindlichkeit einbezogen. In dieser Arbeit soll jedoch nur das optische Bauelement, in diesem Fall also die Photodiode, betrachtet werden. Zur Charakterisierung ihrer Empfindlichkeit wird der generierte Photostrom I_{photo} (in A) genutzt. So ergibt sich die Empfindlichkeit S (in $\frac{\text{A}}{\text{W}}$) durch die Intensität Φ der einfallenden Strahlung (in $\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$) und die photoaktive Fläche A (in m^2) gemäß:

$$S = \frac{I_{\text{photo}}}{\Phi A}. \quad (1.4.1)$$

Betrachtet man die Empfindlichkeit für einzelne quasi monochromatische Wellenlängen λ , spricht man auch von der spektralen Empfindlichkeit $S(\lambda)$. Eine anschaulichere Art, die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode zu beschreiben, gelingt, wenn man sie auf detektierte Elektronen pro einfallendem Photon bezieht. Diese Größe wird auch als Quanteneffizienz (engl. quantum efficiency, QE) bezeichnet und ergibt sich gemäß:

$$QE = \frac{hc}{\lambda e} \frac{1}{\eta} S = \frac{hc}{\lambda e} \frac{1}{\eta} \frac{I_{\text{photo}}}{\Phi A}. \quad (1.4.2)$$

In dieser Arbeit wird dabei die Anzahl der pro absorbiertem Photon erzeugten Elektron-Loch-Paare η bei der Berechnung der QE berücksichtigt. Allerdings ist $\eta = 1$ für den sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums, erst im UV-Bereich werden mehrere Elektron-Loch-Paare pro absorbiertem Photon erzeugt. Um eine externe Messung des Photostroms I_{photo} zu ermöglichen, muss die Photodiode größer als in üblichen Pixel-Konfigurationen sein. In dieser Arbeit werden daher quadratische Photodioden mit einer Kantenlänge von 300 μm oder parallel geschaltete Matrizen aus kleineren Photodioden betrachtet. Zur Vermessung der spektralen Empfindlichkeit im Bereich von 250 bis 1100 nm stehen Systeme zur Verfügung, die in Anhang B beschrieben werden.

1.5. Gliederung dieser Arbeit

Anschließend an diese Einleitung findet sich folgende Gliederung dieser Arbeit:

- Kapitel 2: Theoretische Grundlagen
In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen von CMOS-Photodioden betrachtet. Im Vordergrund steht dabei deren Quanteneffizienz, also die Anzahl der pro einfallendem Photon detektierten Ladungsträger. Dabei wird die Beschreibung von elektromagnetischen Wellen über ihren Weg durch das Back-End-of-Line und deren Absorption im Silizium bis zur Detektion von Ladungsträgern behandelt. Augenmerk soll dabei auf die Besonderheiten der eingangs erwähnten Anwendungsgebiete gelegt werden.
- Kapitel 3: Die UV-transparente Passivierung
In diesem Kapitel wird der Zusammenhang zwischen mikroskopischen Parametern einer amorphen Siliziumnitrid-Schicht, wie der Stöchiometrie und Si-H-Bindungen, und der Transparenz beschrieben. Mit diesen Informationen wird die Entwicklung einer UV-transparenten Passivierung beschrieben, wobei besonders auf die Schutzwirkung der Schicht eingegangen wird.
- Kapitel 4: Die Stufenätzung
In diesem Kapitel wird die sog. Stufenätzung beschrieben, bei der mehrere optische Weglängen in den optischen Stapel eines einzigen optischen Bauelements integriert werden. Dabei wird auf die Auswirkungen verschiedener theoretischer Möglichkeiten eingegangen, mehrere optische Weglängen zu kombinieren. Anschließend wird eine besonders einfache Realisierung einer der Möglichkeiten beschrieben und Messungen dieser Struktur mit Simulationen verglichen. Abschließend wird auch der Einfluss einer schrägen Beleuchtung bei dieser Methode beschrieben.
- Kapitel 5: Die Oxidstapelätzung
In diesem Kapitel wird die sog. Oxidstapelätzung beschrieben, bei der ein großer Teil der Schichten des optischen Stapels entfernt wird. Der Einfluss dieses Prozesses auf die Empfindlichkeit wird durch ein- und zweidimensionale Simulationen und Messungen betrachtet. Zusätzlich wird auch auf das Übersprechen zwischen mehreren optischen Bauelementen eingegangen.
- Kapitel 6: Kombination aus Stufen- und Oxidstapelätzung
In diesem Kapitel werden zwei weitere Back-End-of-Line-Prozesse untersucht, die sich aus der Kombination der Stufen- und Oxidstapelätzung ergeben: die Kombination einer Stufe mit der Oxidstapelätzung Variante 1 zum einen und die Durchführung der Oxidstapelätzung in einem Teilbereich des optischen Bauelements mit anschließender Füllung des Lochs mit der Passivierung zum anderen. Für die Konzepte in diesem Kapitel existieren zwar Ideen zur Realisierung, diese wurden jedoch bisher nicht umgesetzt, sodass eine rein theoretische Behandlung durchgeführt wird.
- Kapitel 7: Zusammenfassung und Ausblick

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen von CMOS-Photodioden betrachtet. Im Vordergrund steht dabei deren Quanteneffizienz, also die Anzahl der pro einfallendem Photon detektierten Ladungsträger. Dabei wird die Beschreibung von elektromagnetischen Wellen über ihren Weg durch das Back-End-of-Line und deren Absorption im Silizium bis zur Detektion von Ladungsträgern behandelt. Augenmerk soll dabei auf die Besonderheiten der eingangs erwähnten Anwendungsgebiete gelegt werden.

2.1. Elektromagnetische Wellen

Aus den Maxwell-Gleichungen lässt sich eine Gleichung für elektromagnetische Wellen ableiten. Diese Form der elektromagnetischen Strahlung ist die einzige, die unabhängig von der Quelle existieren kann.

Elektromagnetische Wellen bestehen aus gekoppelten, zueinander senkrechten, elektrischen und magnetischen Wellen. Die Ausbreitungsrichtung der Welle erfolgt senkrecht zum Vektor der elektrischen Feldstärke \vec{E} und zum Vektor der magnetischen Flussdichte \vec{B} und wird Wellenvektor \vec{k} genannt. Eine Veranschaulichung dieser Beschreibung ist in Abb. 2.1 gezeigt.

Mathematisch lassen sich die beiden Felder beschreiben durch:

$$\vec{E} = E\vec{E}_0 \sin\left(\vec{k}\vec{r} - \frac{2\pi c}{\lambda}t + \phi\right) \quad (2.1.1)$$

$$\vec{B} = B\vec{B}_0 \sin\left(\vec{k}\vec{r} - \frac{2\pi c}{\lambda}t + \phi\right), \quad (2.1.2)$$

wobei \vec{E}_0 bzw. \vec{B}_0 Einheitsvektoren sind, welche die Richtung der Felder vorgeben. Die Amplituden der Felder werden mit E und B bezeichnet. λ ist die Wellenlänge, $c = 299792458 \text{ ms}^{-1}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und ϕ eine beliebige Phase. Breitet sich eine elektromagnetische Welle in einem Material aus, ändert sich die Wellenlänge und die Lichtgeschwindigkeit entsprechend des Brechungsindex des Materials.

Je nach Betrag der Wellenlänge unterscheidet man verschiedene Bereiche des elektromagnetischen Spektrums, wobei der Bereich zwischen 380 nm und 780 nm als sichtbare Strahlung bzw. Licht bezeichnet wird (siehe Abb. 2.2, oben). In Richtung kürzerer Wellenlängen schließt sich der ultraviolette Bereich, in Richtung längerer Wellenlängen schließt sich der infrarote Bereich des Spektrums an (siehe Abb. 2.2, unten). Eine tabellarische Übersicht über die Spektralbereiche findet sich in Tab. 2.1.

Entsprechend des Welle-Teilchen-Dualismus verhält sich Strahlung in manchen Belangen wie eine Welle, in anderen wie ein Teilchen. Bei der Absorption von elektromagnetischer Strahlung wird stets eine quantisierte Energie übertragen [Ein05]. In diesem Fall kommt der Teilchen-Charakter von elektromagnetischer Strahlung zum Vorschein. Lichtteilchen werden auch als Photonen bezeichnet, wobei ihre Energie E_γ abhängig von der Wellenlänge λ ist, gemäß:

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.1.3)$$

Dabei ist $h = 6,62606957(29) \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ das Planck'sche Wirkungsquantum [NIS]. Als Einheit der Energie wird häufig das sog. Elektronvolt verwendet, was der Energie entspricht,

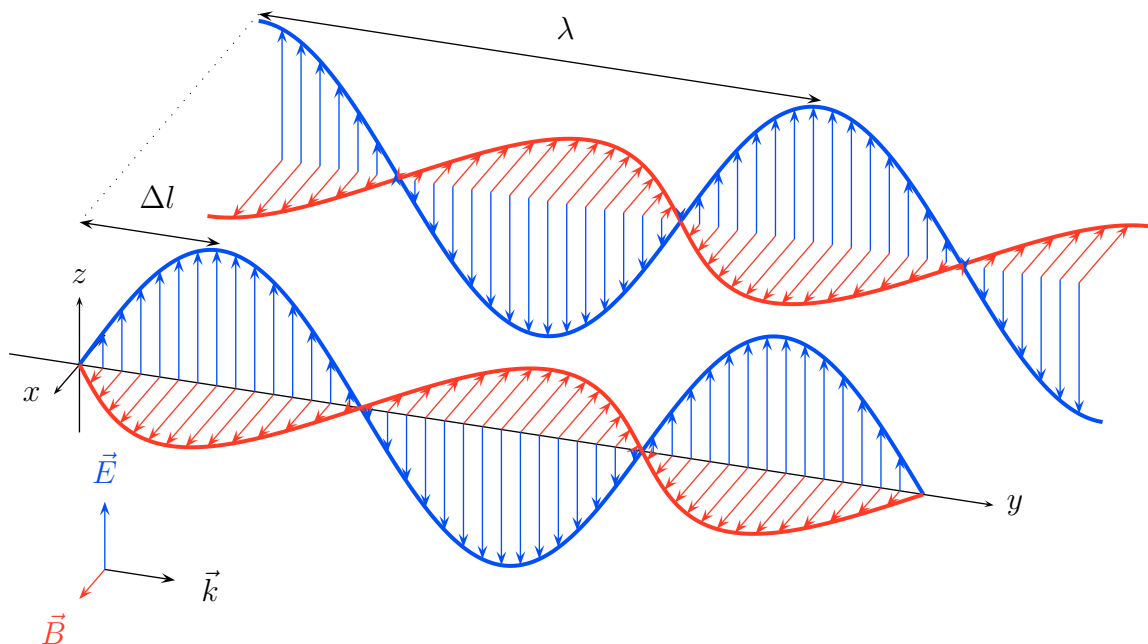


Abbildung 2.1.: Elektromagnetische Wellen. Gezeigt sind zwei elektromagnetische Wellen, wobei \vec{E} der Vektor der elektrischen Feldstärke und \vec{B} der Vektor der magnetischen Flussdichte ist. Die Ausbreitungsrichtung der Welle erfolgt entlang des Wellenvektors \vec{k} , der in dieser Darstellung mit der y-Achse zusammenfällt. Weiterhin dargestellt ist die Wellenlänge λ der elektromagnetischen Welle und ein Ortsunterschied gleicher Phasen Δl . Darstellung nach [PST].

Benennung der Strahlung		Kurzzeichen		Wellenlänge λ/nm	Photonenenergie E_γ/eV
Ultraviolett-Strahlung	Extremes-UV	XUV		1 bis 100	1240 bis 124
		EUV		13,5	91,8
	Vakuum-UV	UV-C	VUV	100 bis 200	12,4 bis 6.2
	Fernes UV		FUV	200 bis 280	6,2 bis 4,4
	Mittleres UV	UV-B	280 bis 315	4,4 bis 3,9	
	Nahes UV	UV-A	315 bis 380	3,3 bis 1,6	
Sichtbare Strahlung, Licht		VIS		380 bis 780	3,3 bis 1,6
Infrarot-Strahlung	Nahes IR	NIR	IR-A	780 bis 1400	1,6 bis 0,9
			IR-B	1400 bis 3000	0,9 bis 0,4
Si-Bandlücke				1103 nm	1,1242 eV

Tabelle 2.1.: Spektralbereiche. Tabellarisch aufgelistet sind die Benennungen und Grenzen der einzelnen Spektralbereiche nach [DINb]. Einzig XUV und EUV werden dort nicht definiert. Die Grenzen beinhalten dabei die untere Wellenlänge, während die obere Wellenlänge bereits zum nächsthöheren Spektralbereich gehört. Weiterhin eingetragen ist die Energie der Si-Bandlücke (aus [BOH74]).

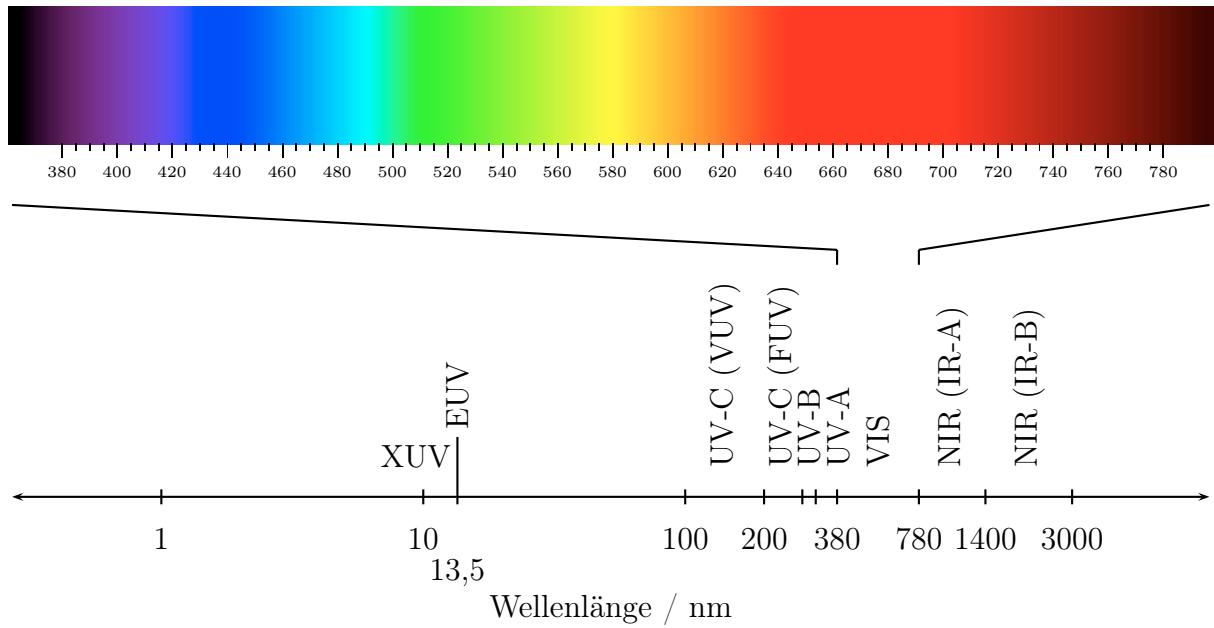


Abbildung 2.2.: Ausschnitt aus dem elektromagnetischen Spektrum. Neben dem sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums sind in [DINb] auch angrenzende Bereiche, wie abgebildet, definiert. Einzig die in dieser Arbeit ebenfalls wichtige extreme UV-Strahlung (XUV, EUV) wird dort nicht definiert. Im oberen Teil ist das sichtbare Spektrum gezeigt, wobei die Zuordnung von Wellenlänge zu Farbe nur im Vakuum gilt [Ker07]. Im unteren Teil sind die angrenzenden UV- und IR-Bereiche dargestellt.

die ein Elektron beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 1 Volt im Vakuum gewinnt. Das Einheitenzeichen des Elektronvolts ist eV. Damit ergibt sich [DINa]:

$$1 \text{ eV} = (1,602176487 \pm 0,000000040) \cdot 10^{-19} \text{ J.} \quad (2.1.4)$$

Während in der theoretischen Beschreibung meist von elektromagnetischen Wellen mit einer einzigen Wellenlänge ausgegangen wird, werden sie in der Praxis stets über einen gewissen Bereich erzeugt. Die Verteilung der Intensität der einzelnen Wellenlängen wird das Spektrum der einfallenden Strahlung genannt.

Bei der Erzeugung der Wellen ist im Hinblick auf spätere Interferenzen außerdem die Kohärenz der Wellen wichtig. Die Kohärenz beschreibt den räumlichen oder zeitlichen Abstand zweier Punkte einer Welle mit fester Phasenbeziehung. Nur wenn zwei Wellen kohärent sind, kann Interferenz stattfinden. Bei thermischen Strahlern springt die Phase der erzeugten Wellen in gewissen Zeitabständen, die räumliche Kohärenz beträgt daher höchstens einige Meter. Bei einem Laser kann die räumliche Kohärenz dagegen mehrere Kilometer betragen [GM03].

Betrachtet man zwei Wellen mit gleicher Wellenlänge λ , bei der die Vektoren der elektrischen Feldstärke \vec{E}_1 und \vec{E}_2 an unterschiedlichen Punkten entlang ihrer Ausbreitungs-

richtung \vec{k} den gleichen Wert annehmen, so lässt sich aus dem räumlichen Unterschied dieser beiden Punkte Δl eine Phasendifferenz $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ berechnen entsprechend:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}. \quad (2.1.5)$$

Die zeitgemittelte Leistung, die durch eine elektromagnetische Welle pro Flächeneinheit transportiert wird, genannt Intensität Φ , ist gegeben durch ([Nol11], S. 287-289):

$$\Phi = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2, \quad (2.1.6)$$

wobei $\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} = 8,854 \dots \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ die Permittivität des Vakuums ist. Für eine elektromagnetische Welle in einem Material müssen die Größen ϵ_0 und c durch ihre materialabhängigen Versionen ausgetauscht werden.

2.2. Der Brechungsindex und die Absorption

Eine Eigenschaft von Materialien ist ihr sog. Brechungsindex N . Dieser ist eine dimensionslose komplexe Größe, die in der Regel von der Wellenlänge λ abhängt (Dispersion). In dieser Arbeit sollen ausschließlich isotrope und homogene Materialien betrachtet werden, was bedeutet, dass der Brechungsindex unabhängig von der Richtung, der Polarisierung und der Position im Material konstant ist.

Der Realteil von N , genannt n , ist das Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischer Strahlung im Material c_{Material} zur Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c . Der Imaginärteil von N wird auch als Extinktionskoeffizient k bezeichnet und beschreibt die Abschwächung der Strahlung im Material. Der Extinktionskoeffizient k entspricht daher, bis auf Proportionalitätsfaktoren, dem Absorptionskoeffizient α . Der komplexe Brechungsindex $N = n - ik$ ist für diamagnetische Materialien ($\mu_r = 1$) außerdem direkt proportional zur Permittivität $\epsilon_r = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ eines Materials. Über diese Relation lässt sich k außerdem mit der Leitfähigkeit σ eines Materials in Verbindung bringen (siehe Gleichungen 2.2.1 bis 2.2.5).

$$\text{Re}(N) = n = \frac{c}{c_{\text{Material}}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1 \right)} \quad \text{für } \mu_r = 1 \quad (2.2.1)$$

$$\text{Im}(N) = k = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} - \epsilon_1 \right)} \quad \text{für } \mu_r = 1 \quad (2.2.2)$$

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.2.3)$$

$$N = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{\epsilon_1 + i\epsilon_2} \quad \text{für } \mu_r = 1 \quad (2.2.4)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\sigma \lambda}{\mu_0 2\pi c} \quad \text{für } \mu_r = 1 \quad (2.2.5)$$

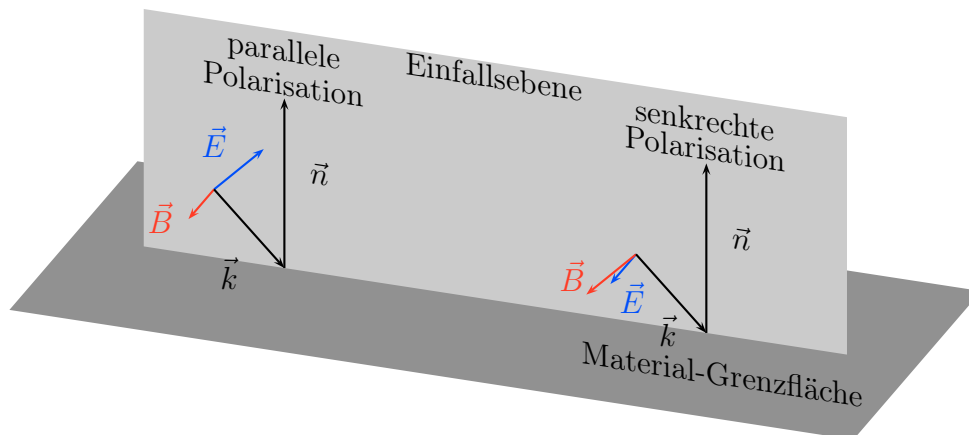


Abbildung 2.3.: Elektromagnetische Welle an Grenzfläche. Gezeigt ist der Einfall einer elektromagnetischen Welle auf eine Material-Grenzfläche. Aus dem Wellenvektor \vec{k} und dem Normalenvektor der Material-Grenzfläche \vec{n} wird die Einfallsebene gebildet. Je nach Richtung des Vektors der elektrischen Feldstärke \vec{E} zur Einfallsebene wird die einfallende Welle als parallel oder senkrecht polarisiert bezeichnet.

Dabei ist $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} = 12,566 \dots \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ die magnetische Feldkonstante. In dieser Arbeit sollen ausschließlich diamagnetische Materialien ($\mu_r \approx 1$) betrachtet werden.

2.3. Elektromagnetische Wellen an Grenzflächen

2.3.1. Polarisation

Betrachtet man eine elektromagnetische Welle an einer Material-Grenzfläche, so wird zunächst ein weiterer Parameter zur Beschreibung der elektromagnetischen Welle wichtig, die Polarisation. Für einen nicht senkrechten Einfall bildet der Normalenvektor \vec{n} der Grenzfläche zusammen mit dem Wellenvektor \vec{k} die sog. Einfallsebene. Je nachdem, ob der Vektor des elektrischen Feldes in der Einfallsebene liegt oder senkrecht dazu verläuft, spricht man von parallel oder senkrecht polarisiertem Licht (siehe Abb. 2.3).

Bei senkrechtem Einfall lässt sich keine eindeutige Einfallsebene definieren. Bei strukturierten Grenzflächen, wie etwa Gittern, kann die Polarisation relativ zu den Strukturen definiert werden. Ist die Grenzfläche homogen, lässt sich keine Polarisationsrichtung definieren. In diesem Fall sind aber auch die physikalischen Gesetze, z. B. für die Reflexion, unabhängig von der Polarisationsrichtung.

Die hier dargestellte Form der Polarisation wird als linear bezeichnet, da die räumliche Richtung des elektrischen Feldstärkevektors \vec{E} konstant ist. Aus der Überlagerung von zwei phasenverschobenen elektromagnetischen Wellen mit dem gleichen Wellenvektor \vec{k} lassen sich weitere Polarisationszustände erzeugen, bei dem der elektrische Feldvektor \vec{E}

um den Wellenvektor \vec{k} rotiert. In diesem Fall wird allgemein von elliptisch polarisiertem Licht gesprochen, bei einer Phasendifferenz der beiden Wellen von 90° und gleichen Amplituden spricht man von zirkular polarisiertem Licht. In dieser Arbeit soll ausschließlich linear polarisiertes Licht betrachtet werden.

2.3.2. Reflektion und Transmission

Trifft eine elektromagnetische Welle auf eine Änderung des Brechungsindex, z. B. an einer Grenzfläche zwischen Materialien mit den Brechungsindizes N_1 und N_2 , so wird die Welle gebrochen. Ein Teil der Welle wird in das Medium transmittiert und ändert dabei den Winkel θ zum Normalenvektor der Grenzfläche, ein anderer Teil wird reflektiert. Der Zusammenhang zwischen dem Einfallswinkel θ_1 und dem Winkel der gebrochenen Welle θ_2 wird durch das Snellius'sche Brechungsgesetz beschrieben (siehe [Hec09], Kapitel 4.4):

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2. \quad (2.3.1)$$

Dieser Zusammenhang gilt auch für wenig absorbierende Materialien (siehe [Fli05], Kapitel 37). Für $n_1 > n_2$ ergibt sich ein kritischer Winkel $\theta_{\text{total}} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$, ab dem die Welle vollständig reflektiert wird (Totalreflektion).

Der Anteil der reflektierten und transmittierten Amplituden ergibt sich aus den Fresnel'schen Formeln. Betrachtet man eine einfallende elektromagnetische Welle mit einer Amplitude des elektrischen Feldvektors E_{ein} , die auf eine Grenzfläche zwischen den Brechungsindizes N_1 und N_2 fällt, wobei der Wellenvektor \vec{k} einen Winkel θ_1 zum Normalenvektor \vec{n} der Grenzfläche hat, so ergibt sich für die Amplitude der reflektierten Welle E_r bzw. die Amplitude der transmittierten Welle E_t (siehe Abb. 2.4):

$$\left. \begin{aligned} t_s &= \frac{E_t}{E_{\text{ein}}} = \frac{2N_1 \cos \theta_1}{N_1 \cos \theta_1 + N_2 \cos \theta_2} \\ r_s &= \frac{E_r}{E_{\text{ein}}} = \frac{N_1 \cos \theta_1 - N_2 \cos \theta_2}{N_1 \cos \theta_1 + N_2 \cos \theta_2} \end{aligned} \right\} \quad \text{senkrechte Polarisation} \quad (2.3.2)$$

$$\left. \begin{aligned} t_p &= \frac{E_t}{E_{\text{ein}}} = \frac{2N_1 \cos \theta_1}{N_2 \cos \theta_1 + N_1 \cos \theta_2} \\ r_p &= \frac{E_r}{E_{\text{ein}}} = \frac{N_2 \cos \theta_1 - N_1 \cos \theta_2}{N_2 \cos \theta_1 + N_1 \cos \theta_2} \end{aligned} \right\} \quad \text{parallele Polarisation.} \quad (2.3.3)$$

Hierbei wird r_i als Reflektionsfaktor und t_i als Transmissionsfaktor bezeichnet, wobei i für senkrecht oder parallel polarisiertes Licht stehen kann. Betrachtet man die Intensität, d. h. die Strahlungsleistung pro Fläche, der reflektierten und transmittierten Welle bezogen auf die einfallende Welle, so ergeben sich der Reflektionskoeffizient R und der

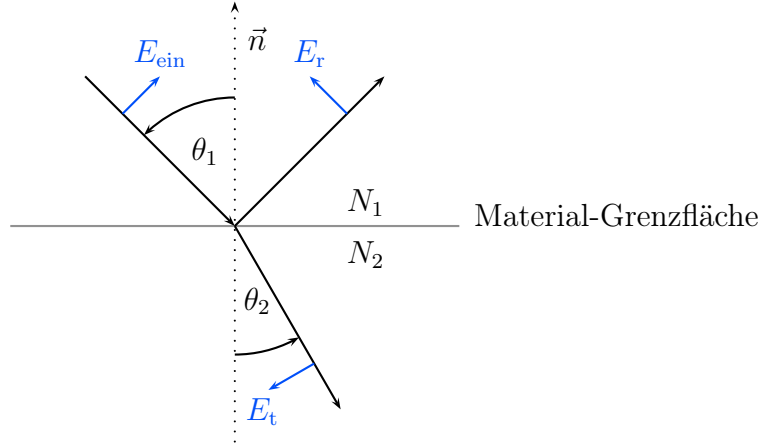


Abbildung 2.4.: Reflexion an Grenzfläche. Gezeigt ist eine elektromagnetische Welle an einer Material-Grenzfläche mit den Brechungsindizes N_1 und N_2 . Die Amplituden der elektrischen Feldstärke der einfallenden, reflektierten und transmittierten Welle sind mit E_{ein} , E_r und E_t bezeichnet.

Transmissionskoeffizient T gemäß ([Kni76], Seite 44):

$$R_i = \left(\frac{E_r}{E_{\text{ein}}} \right)^2 = r_i \overline{r_i} \quad \text{bzw.} \quad (2.3.4)$$

$$T_i = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} \left(\frac{E_t}{E_{\text{ein}}} \right)^2 = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} t_i \overline{t_i}, \quad (2.3.5)$$

wobei der Vorfaktor bei der Transmission aus der Änderung des Strahlquerschnitts und des Brechungsindex resultiert. Sind beide Brechungsindizes reell, d. h. es tritt keine Absorption auf, vereinfacht sich die Multiplikation mit dem konjugiert komplexen zu einer einfachen Quadrierung und es gilt $T = 1 - R$. In Abb. 2.5 ist der Reflektionskoeffizient exemplarisch für eine Variation von n_2 und θ_1 bei $k_2 = 0$ (obere Bilder) und für $\theta_1 = 0$ und eine Variation von n_2 und k_2 (unteres Bild) dargestellt.

Ist $N_2 > N_1$, so wird der Reflektionsfaktor r negativ. Dies berücksichtigt den Phasensprung, der bei der Reflexion am optisch dichteren Medium auftritt. Für die Reflektionskoeffizienten ist dies wegen der Multiplikation mit dem konjugiert komplexen zwar unerheblich, allerdings muss dieser Phasensprung bei den in Abschnitt 2.4 betrachteten Interferenzeffekten berücksichtigt werden. Eine Herleitung der Fresnel'schen Formeln und der Reflektionskoeffizienten findet sich in Anhang D.

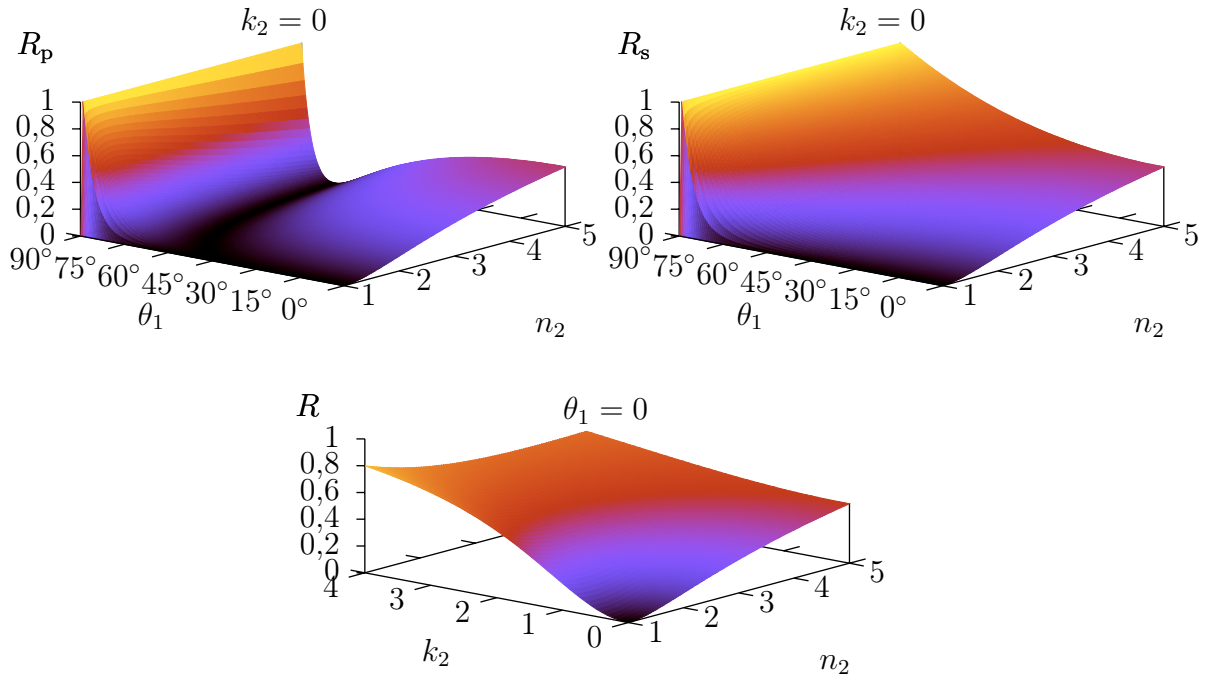


Abbildung 2.5.: Reflektionskoeffizient. Dargestellt ist der Reflektionskoeffizient für parallel polarisierte Strahlung (oben links) bzw. senkrecht polarisierte Strahlung (oben rechts), wobei folgende Annahmen gemacht wurden: $N_1 = 1 - 0i$, $k_2 = 0$. Zu erkennen ist eine Zunahme der Reflektion mit steigendem n_2 . Bei kleinen Winkeln ist die Änderung des Reflektionskoeffizienten gering. Bei größeren Winkeln muss die Polarisation der Strahlung berücksichtigt werden. Eine Variation von n_2 und k_2 für $\theta_1 = 0$ ist ebenfalls gezeigt (unten Mitte).

2.4. Interferenz an dünnen Schichten

Um die Interferenzeffekte bei der Bestrahlung eines CMOS-Bildsensors anschaulich zu beschreiben, sollen diese im folgenden Abschnitt zunächst anhand einer einzelnen Schicht in erster Näherung und anschließend anhand einer einzelnen Schicht in vollständiger Form beschrieben werden, bevor ein kurzer Überblick über den sog. Transfer-Matrix-Formalismus zur vollständigen Beschreibung mehrerer Schichten gegeben wird.

2.4.1. Interferenzeffekte einer Schicht in erster Näherung

Fällt Strahlung aus einem Medium mit dem Brechungsindex N_1 auf eine dünne Schicht mit dem Brechungsindex N_2 , die auf einem Substrat mit dem Brechungsindex N_3 aufgebracht ist, so findet an jeder Material-Grenzfläche Transmission und Reflektion statt.

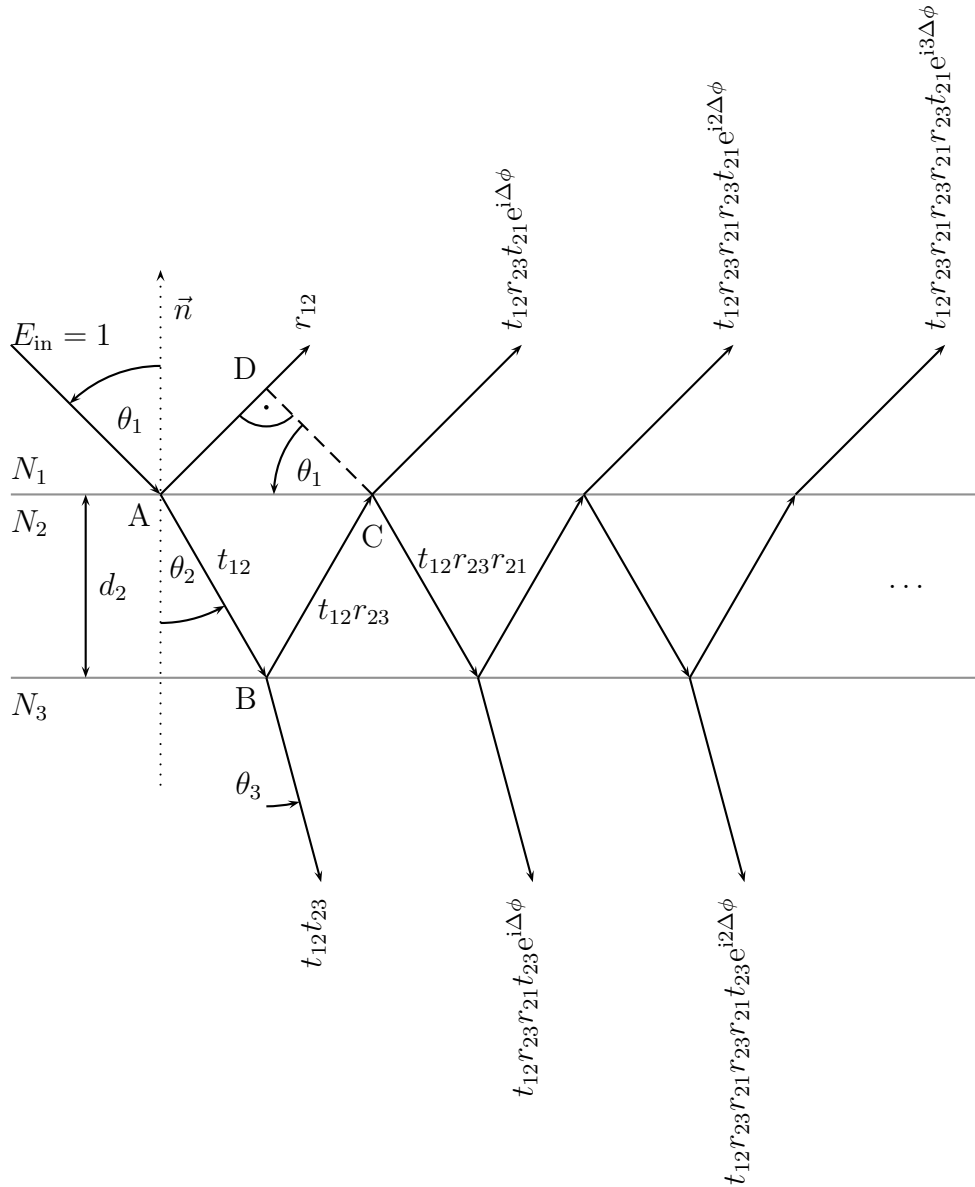


Abbildung 2.6.: Größen bei Dünnschichtinterferenz. Gezeigt sind die verschiedenen Teilwellen, die bei der Interferenz von elektromagnetischer Strahlung an einer dünnen Schicht relevant sind. Außerdem sind deren Amplituden für $E_{\text{in}} = 1$ sowie deren Phasenverschiebung relativ zur ersten reflektierten bzw. transmittierten Welle beschriftet. Eventuelle Phasensprünge bei der Reflexion sind durch die Reflektionsfaktoren berücksichtigt.

Unter anderem wird ein Teil der Welle an der unteren Grenzfläche reflektiert und anschließend an der oberen Grenzfläche transmittiert oder reflektiert. Dadurch entstehen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Schicht mehrere Teilwellen, die interferieren können, wenn die Schicht so dünn ist, dass die optische Weglänge kleiner als die Kohärenzlänge der Strahlung ist. Eine Abbildung der verwendeten Größen findet sich in Abb. 2.6. Im Folgenden bezeichnet der Index der Reflektions- und Transmissionsfaktoren r_{jk} bzw. t_{jk} die Grenzfläche, an der die Reflektion bzw. die Transmission stattfindet.

Betrachtet man die Reflektion in erster Näherung, so interferiert die Teilwelle, die an der oberen Grenzfläche reflektiert wird, mit der Teilwelle, die an der oberen Grenzfläche zunächst transmittiert, an der unteren Grenzfläche reflektiert und anschließend durch die obere Grenzfläche transmittiert wird. Alle weiteren in Abb. 2.6 gezeigten Teilwellen werden in dieser ersten Näherung vernachlässigt. Die Amplituden der elektrischen Feldstärke dieser beiden Teilwellen sind $E_{\text{in}}r_{12}$ und $E_{\text{in}}t_{12}r_{23}t_{21}$. Analog müssen bei der Transmission in erster Näherung die beiden Teilwellen mit den Amplituden $E_{\text{in}}t_{12}t_{23}$ und $E_{\text{in}}t_{12}r_{23}r_{21}t_{23}$ berücksichtigt werden.

In beiden Fällen ergibt sich der Phasenunterschied der beiden Teilwellen $\Delta\phi$ durch den Unterschied in der optischen Weglänge Δl entsprechend:

$$\Delta l = n_2 \overline{AB} + n_2 \overline{BC} - n_1 \overline{AD} \quad \overline{AB} = \overline{BC} \quad (2.4.1)$$

$$= 2n_2 \overline{AB} - n_1 \overline{AD} \quad \overline{AB} = \frac{d_2}{\cos \theta_2} \quad (2.4.2)$$

$$= 2n_2 \frac{d_2}{\cos \theta_2} - n_1 \overline{AD} \quad \overline{AD} = \sin \theta_1 \overline{AC} \quad (2.4.3)$$

$$= 2n_2 \frac{d_2}{\cos \theta_2} - n_1 \overline{AC} \sin \theta_1 \quad \overline{AC} = 2d_2 \tan \theta_2 \quad (2.4.4)$$

$$= 2n_2 \frac{d_2}{\cos \theta_2} - 2d_2 n_1 \sin \theta_1 \frac{\sin \theta_2}{\cos \theta_2} \quad \text{Gl. 2.3.1} \quad (2.4.5)$$

$$= 2n_2 \frac{d_2}{\cos \theta_2} (1 - \sin^2 \theta_2) \quad \sin^2 \theta_2 + \cos^2 \theta_2 = 1 \quad (2.4.6)$$

$$= 2n_2 d_2 \cos \theta_2 \quad \text{Gl. 2.1.5} \quad (2.4.7)$$

$$\Delta\phi = \frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda} \cos \theta_2, \quad (2.4.8)$$

wobei ein Phasensprung bei der Reflektion, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, durch das Vorzeichen der Reflektionsfaktoren berücksichtigt wird. Bei rauen Oberflächen muss ein Bereich von Phasenunterschieden entsprechend der Oberflächenrauigkeit betrachtet werden. Bei Messungen mit einem Rasterkraftmikroskop wurden Rauigkeiten von weniger als 0,5 nm bzw. 3,1 nm für die Siliziumoxid- bzw. Siliziumnitrid-Schichten gemessen [Wey]. In diesem Bereich lassen sich Oberflächenrauigkeiten vernachlässigen.

Interferieren zwei Wellen mit gleicher Wellenlänge λ , ergibt sich eine neue Welle mit einer

Amplitude der elektrischen Feldstärke E_3 und einer Phase ϕ_3 entsprechend:

$$E_3 = \sqrt{E_1^2 + 2E_1E_2 \cos \Delta\phi + E_2^2} \quad \text{und} \quad (2.4.9)$$

$$\phi_3 = \arctan \frac{E_1 \sin \phi_1 + E_2 \sin \phi_2}{E_1 \cos \phi_1 + E_2 \cos \phi_2}. \quad (2.4.10)$$

Setzt man für E_1 und E_2 die Amplituden der beiden interferierenden Wellen ein ($E_{\text{in}}r_{12}$ und $E_{\text{in}}t_{12}r_{23}t_{21}$ bei Reflektion, $E_{\text{in}}t_{12}t_{23}$ und $E_{\text{in}}t_{12}r_{23}r_{21}t_{23}$ bei Transmission), lässt sich entsprechend Gl. 2.3.4 und 2.3.5 der Reflektions- bzw. Transmissionskoeffizient berechnen. Dadurch ist ebenfalls ersichtlich, dass die Reflektions- und Transmissionskoeffizienten proportional zu $\cos \Delta\phi$ oszillieren.

Zur Charakterisierung der Oszillationen ist oft der Wellenlängenunterschied von benachbarten Maxima und Minima $\Delta\lambda$ interessant. Dieser ergibt sich, wenn man zwei Wellen mit den Phasendifferenzen $\Delta\phi_1$ und $\Delta\phi_2$ betrachtet, die sich gerade um den gesuchten Abstand von π unterscheiden:

$$\begin{aligned} \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 = \pi &= \frac{4\pi}{\lambda + \Delta\lambda} n_2 d_2 \cos \theta_2 - \frac{4\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos \theta_2 \\ \frac{1}{4n_2 d_2 \cos \theta_2} &= \frac{1}{\lambda + \Delta\lambda} - \frac{1}{\lambda} \\ &= \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 + \lambda \Delta\lambda} \\ 4n_2 d_2 \cos \theta_2 &= \frac{\lambda^2 + \lambda \Delta\lambda}{\Delta\lambda} \\ \Delta\lambda &= \frac{\lambda^2}{4n_2 d_2 \cos \theta_2 - \lambda}. \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

Berechnet man die Transmissions- und Reflektionskoeffizienten durch eine dünne Schicht unter Berücksichtigung der ersten beiden reflektierten bzw. transmittierten Teilwellen, genannt erste Näherung, für eine bestimmte Konstellation von Brechungsindizes und den sichtbaren Bereich des Spektrums, ergeben sich die in Abb. 2.7 dargestellten Werte. Die Werte der Brechungsindizes entsprechen dabei typischen Brechungsindizes von Siliziumoxid ($N_2 = 1,46 - 0i$) und Silizium ($N_3 = 4 - 0i$) unter Vernachlässigung von Dispersion und Absorption.

Besonders hervorzuheben in diesem Zusammenhang ist, dass für $N_1 < N_2 < N_3$ die mittlere Reflektion ($\Delta\phi = 90^\circ$) geringer ist, als die Reflektion ohne die dazwischen liegende Schicht. Im Grenzfall eines kontinuierlichen Übergangs des Brechungsindex ist damit eine vollständige Unterdrückung der Reflektion möglich (sog. Mottenaugeneffekt [CH73]).

Auch Antireflexbeschichtungen (engl. anti reflective coating, ARC) basieren darauf, Kombinationen aus Schichten mit bestimmten Relationen der Schichtdicke und des Brechungsindex zu verwenden, um Reflektionen zu vermindern (siehe z. B. [FHLJF⁺11] oder [HBO95], Kapitel 42). Das Konzept ist aus der Vergütung von Linsen bekannt, bei der Übertragung auf CMOS-Bildsensoren entstehen allerdings zusätzliche Probleme. So sind

die verwendeten Materialien nicht unbedingt kompatibel mit CMOS-Prozessen, da sie sowohl eine entsprechende Haftung aufweisen, sich jedoch gleichzeitig durch Lithographie- sowie Ätzprozesse strukturieren lassen müssen. Weiterhin funktionieren Antireflexbeschichtungen nur für eine einzelne Grenzfläche und einen bestimmten Wellenlängenbereich. In einem System, das bereits aus mehreren Schichten besteht, können entweder nur die Reflektionen einer Grenzfläche reduziert werden oder an jeder Grenzfläche müssen Antireflexbeschichtungen in den Prozess eingeführt werden. Zu guter Letzt verlieren Antireflexbeschichtungen ihren Sinn, wenn die Empfindlichkeit nicht durch Reflektion, sondern die Absorption limitiert wird. So finden sich z. B. bei besonders niedrigen Wellenlängen ausschließlich reflektive Optiken. Aus diesen Gründen sollen Antireflexbeschichtungen in dieser Arbeit nicht behandelt werden. Vielmehr wird die Auswirkungen der umgekehrten Richtung, also die Auswirkung der Entfernung und Modifikation von bestehenden Schichten, behandelt.

2.4.2. Interferenzeffekte einer Schicht in vollständiger Form

Betrachtet man die reflektierten und transmittierten Wellen höherer Ordnung, so fällt zunächst auf, dass deren Phasendifferenz $\Delta\phi$ ein ganzzahliges Vielfaches der Phasendifferenz der ersten Ordnung ist. Führt man weiterhin die phasenrechte Überlagerung über die Berücksichtigung von einem Faktor $e^{im\Delta\phi}$ durch, wobei $m \in \mathbb{N}$, lassen sich die Reflektions- und Transmissionsfaktoren ausdrücken als:

$$\begin{aligned} r e^{i\phi} &= r_{12} + t_{12} r_{23} t_{21} e^{i\Delta\phi} + t_{12} r_{23} r_{21} r_{23} t_{21} e^{i2\Delta\phi} + t_{12} r_{23} r_{21} r_{23} r_{21} r_{23} t_{21} e^{i3\Delta\phi} + \dots \quad (2.4.12) \\ &= r_{12} + a + ax + ax^2 + \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } a &= t_{12} r_{23} t_{21} e^{i\Delta\phi} \\ \text{und } x &= r_{21} r_{23} e^{i\Delta\phi}. \end{aligned}$$

Durch die Umformung ist der Teil $a + ax + ax^2 + \dots$ als geometrische Reihe erkennbar, die für unendlich viele Beiträge gegen $\frac{a}{1-x}$ konvergiert. Damit ergibt sich für die Überlagerung der reflektierten Wellen:

$$r e^{i\phi} = r_{12} + \frac{t_{12} r_{23} t_{21} e^{i\Delta\phi}}{1 - r_{21} r_{23} e^{i\Delta\phi}} \quad (2.4.13)$$

$$r e^{i\phi} = \frac{r_{12} + r_{23} (t_{12} t_{21} - r_{12} r_{21}) e^{i\Delta\phi}}{1 - r_{21} r_{23} e^{i\Delta\phi}}. \quad (2.4.14)$$

Der Reflektionskoeffizient R ergibt sich nach Gl. 2.3.4 durch Multiplikation mit dem konjugiert komplexen:

$$R = \frac{r_{12}^2 + 2r_{12}r_{23} (t_{12}t_{21} - r_{12}r_{21}) \cos(\Delta\phi) + r_{23}^2 (t_{12}t_{21} - r_{12}r_{21})^2}{1 - 2r_{21}r_{23} \cos(\Delta\phi) + r_{21}^2 r_{23}^2}. \quad (2.4.15)$$

Analog folgt für die Transmission:

$$te^{i\phi} = t_{12}t_{23} + t_{12}r_{23}r_{21}t_{23}e^{ik\Delta\phi} + t_{12}r_{23}r_{21}r_{23}r_{21}t_{23}e^{i2k\Delta\phi} + \dots \quad (2.4.16)$$

$$= t_{12}t_{23} + a + ax + ax^2 + \dots \quad (2.4.17)$$

$$\text{mit } a = t_{12}r_{23}r_{21}t_{23}e^{i\Delta\phi} \quad (2.4.18)$$

$$\text{und } x = r_{23}r_{21}e^{i\Delta\phi}. \quad (2.4.19)$$

Damit ergibt sich folgende Umformung:

$$te^{i\phi} = t_{12}t_{23} + \frac{t_{12}r_{23}r_{21}t_{23}e^{i\Delta\phi}}{1 - r_{23}r_{21}e^{i\Delta\phi}} \quad (2.4.20)$$

$$= \frac{t_{12}t_{23}}{1 - r_{23}r_{21}e^{i\Delta\phi}} \quad (2.4.21)$$

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} \cdot \frac{t_{12}^2 t_{23}^2}{1 - 2r_{21}r_{23} \cos(\Delta\phi) + r_{21}^2 r_{23}^2}. \quad (2.4.22)$$

Die entsprechenden Reflektions- und Transmissionskoeffizienten unter Berücksichtigung aller reflektierten bzw. transmittierten Teilwellen wird vollständige Form genannt und ist für den sichtbaren Bereich des Spektrums und Brechungsindizes, die denen von Siliziumoxid und Silizium unter Vernachlässigung von Dispersion und Absorption entsprechen, ebenfalls in Abb. 2.7 eingetragen.

2.4.3. Mehrere Schichten in vollständiger Form

Führt man oben durchgeführte Betrachtungen unter Berücksichtigung von Absorption und für mehrere Schichten aus, werden die entsprechenden Formeln schnell unhandlich. Einen Ausweg stellt der sog. Transfer-Matrix-Formalismus dar, der im Anhang D beschrieben wird. Dieser wurde mit Hilfe von C++ Routinen mit einer Datenbank der Brechungsindizes verschiedener Materialien verknüpft (siehe Anhang A) und erlaubt so die Simulation der Transmission, Reflektion, Absorption und Interferenz von elektromagnetischer Strahlung durch eine beliebige Anordnung von dünnen Schichten.

Ein Beispiel einer Simulation der Reflektions- und Transmissionskoeffizienten eines Mehrschichtsystems im sichtbaren Bereich des Spektrums ist in Abb. 2.8 gezeigt. In diesem Fall wird eine zusätzliche Schicht mit dem Brechungsindex N_2 auf dem Siliziumoxid berücksichtigt. Dadurch wird der Index der Siliziumoxid Schicht und vom Silizium-Substrat um jeweils eins erhöht. Der Brechungsindex $N_2 = 2 + 0i$ entspricht Siliziumnitrid, unter Vernachlässigung von Dispersion und Absorption. Die Dicke der Schicht $d_2 = 750 \text{ nm}$ entspricht der Passivierung. Um die optische Dicke des Stapels konstant zu halten, wurde die Siliziumoxid-Schicht auf $d_3 = 3,9 \text{ }\mu\text{m}$ reduziert. Zwar entsprechen die Reflektions- und Transmissionskoeffizienten in diesem Fall keinen einfachen Kosinus-Schwingungen mehr, aber die Periode der einzelnen Maxima und Minima ist bis auf kleine Schwankungen, die

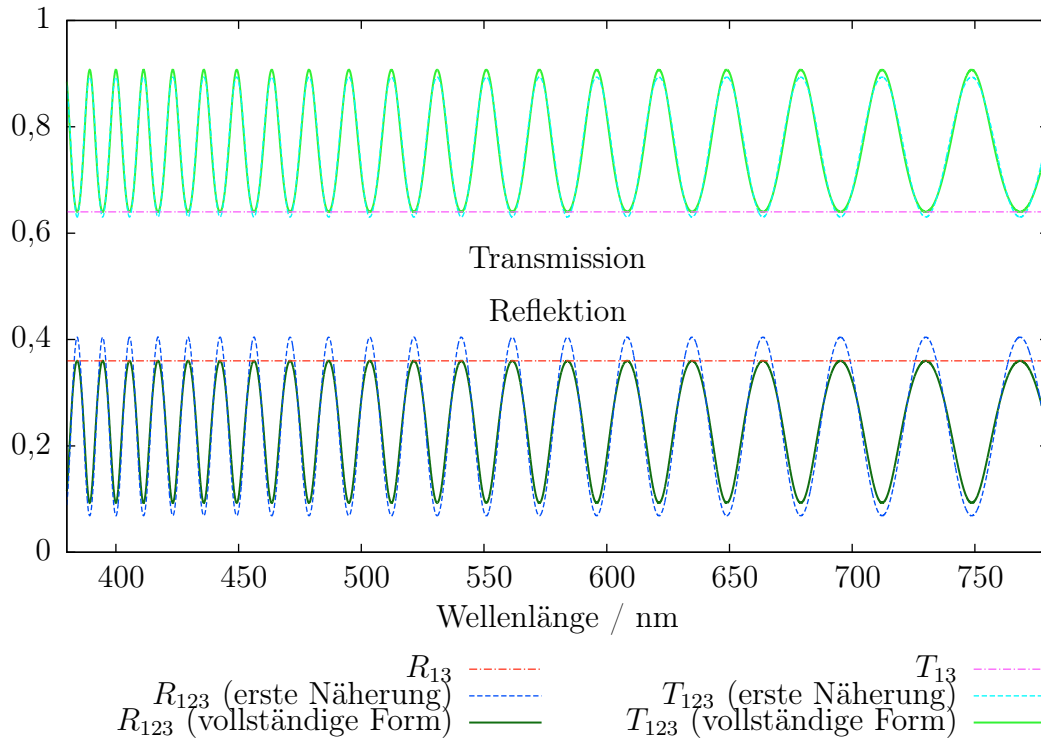


Abbildung 2.7.: Beispiel Dünnschichtinterferenz bei einer Schicht. Dargestellt sind der Reflektionskoeffizient R_{123} (unten) und der Transmissionskoeffizient T_{123} (oben), berechnet in erster Näherung und in vollständiger Form für folgende Konstellation der Brechungsindizes: $N_1 = 1 - 0i$, $N_2 = 1,46 - 0i$, $N_3 = 4 - 0i$, einen Einfallswinkel $\theta_1 = 0^\circ$ und eine Schichtdicke $d_2 = 5 \mu\text{m}$. Weiterhin eingezeichnet ist der Reflektionskoeffizient R_{13} und der Transmissionskoeffizient T_{13} , der sich ohne die Schicht mit dem Brechungsindex N_2 ergibt.

sich nach mehreren Perioden wieder ausgleichen, identisch. Daher ist die Periodizität der Oszillationen von Reflektions- und Transmissionskoeffizient unter Vernachlässigung von Amplitudenschwankungen auch in Mehrschichtsystemen mit $1 \dots k$ Schichten annähernd proportional zu:

$$\cos \frac{4\pi}{\lambda} \sum_{\nu=2}^{k-1} n_\nu d_\nu \quad (\text{für } \theta_1 = 0). \quad (2.4.23)$$

Dies lässt sich näherungsweise auch auf den in Gl. 2.4.11 gefundenen Zusammenhang zwischen benachbarten Maxima und Minima übertragen.

Der Vorteil dieser Simulationsroutinen liegt in deren Geschwindigkeit, so lassen sich selbst kompliziertere Schichtstapel über einen weiten Wellenlängenbereich auf einem Arbeitsplatzrechner in wenigen Sekunden simulieren. Dadurch wird es auch möglich, Simulationen für viele verschiedene Schichtdickenkombinationen, z. B. durch prozessbedingte Schwankungen, durchzuführen.

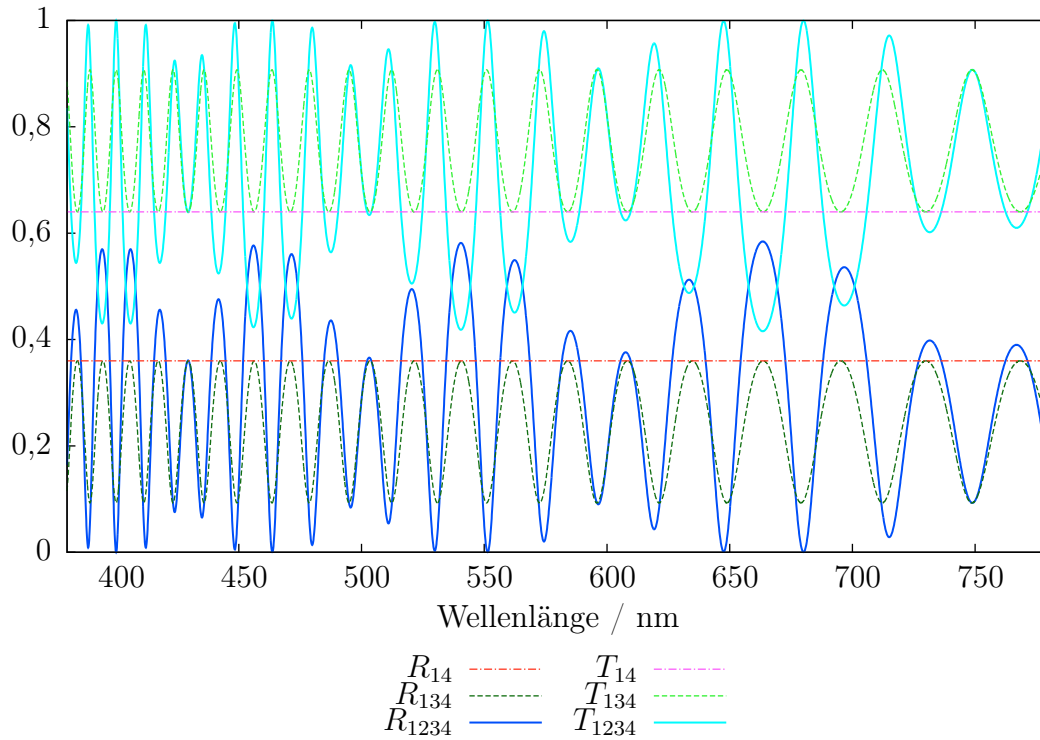


Abbildung 2.8.: Beispiel Dünnschichtinterferenz bei zwei Schichten. Dargestellt sind Reflektionskoeffizient R (unten) und Transmissionskoeffizient T (oben) für verschiedene Kombinationen von Schichten mit den Brechungsindizes $N_1 = 1 - 0i$, $N_2 = 2 - 0i$, $N_3 = 1,46 - 0i$, und $N_4 = 4 - 0i$ für $\theta_1 = 0$. Bei Simulationen mit dem Index 1234 wurde eine $d_2 = 750 \text{ nm}$ dicke Schicht mit dem Brechungsindex N_2 und eine $d_3 = 3,9 \mu\text{m}$ dicke Schicht mit dem Brechungsindex N_3 berücksichtigt. Bei Simulationen mit dem Index 134 wurde nur eine $d_3 = 5 \mu\text{m}$ dicke Schicht mit dem Brechungsindex N_3 berücksichtigt. Bei den Simulationen mit dem Index 14 wurde keine der beiden Schichten mit den Brechungsindizes N_2 und N_3 berücksichtigt.

Durch die Kombination mehrerer Schichtstapel lassen sich auch einfache, quasi zwei-dimensionale Simulationen durchführen. Für echte zwei- und dreidimensionale Simulation muss auf sehr viel aufwändigere Simulationen zurückgegriffen werden (siehe Abschnitt 5.6).

2.4.4. Zusammenfassung der Dünnschichtinterferenz

Betrachtet man monochromatische Strahlung mit einer ausreichend großen Kohärenzlänge, die auf das Back-End-of-Line trifft, so treten durch die verschiedenen Schichten Interferenzeffekte auf, welche sich auf die Intensität auswirken, die in das Silizium transmittiert wird und damit die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen beeinflussen. Die Interferenzeffekte führen zu einer Oszillation der Empfindlichkeit, deren Periode von der Wellenlänge, der optischen Dicke der Schichten und dem Einfallswinkel abhängt.

Die Amplitude der Oszillation wird durch die Brechungsindizes der einzelnen Schichten bestimmt.

Bisher wurden ausschließlich monochromatische Betrachtungen durchgeführt. In realen Systemen muss zusätzlich das Spektrum der Strahlung berücksichtigt werden. Für quasimonochromatische Strahlungsquellen, wie Laser, beeinflusst das Spektrum die Transmission und Reflektion kaum. Ist die spektrale Breite jedoch nicht mehr vernachlässigbar klein gegenüber den Oszillationen, kommt es zu einer Überlagerung und damit zu einer Glättung der Oszillationen. In realen Systemen hängt die Empfindlichkeit also auch vom Spektrum der Strahlung ab. Eine Darstellung der Empfindlichkeit von optischen Bauelementen bei verschiedenen spektralen Breiten findet sich am Ende dieses Kapitels in Abb. 2.16.

Für die meisten Anwendungsgebiete ist eine konstante und möglichst hohe Empfindlichkeit von optischen Bauelementen ohne Abhängigkeit von Wellenlänge, optischer Dicke, Einfallswinkel und Spektrum wünschenswert. Betrachtet man z. B. die Spektroskopie, so führt die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit möglicherweise dazu, dass bestimmte Spektrallinien erst ab einer wesentlich höheren Intensität erkannt werden können als andere. Die Definition der Nachweisgrenze wird damit kompliziert. Da die Oszillation abhängig von der optischen Dicke der Schichten und damit von Prozessschwankungen ist, können optische Bauelemente außerdem unterschiedliche Empfindlichkeiten für die gleiche Wellenlänge haben, je nachdem auf welcher Charge oder welchem Wafer sie produziert wurden. Prozessbedingt kommt es auch zu einem Schichtdickenunterschied für verschiedene Positionen auf dem Wafer, also zu Schichtdickenschwankungen von Die zu Die. Da Bildsensoren üblicherweise sehr groß sind, entstehen Schwankungen der Empfindlichkeit daher sogar von Pixel zu Pixel auf einem Bildsensor.

Um die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Wellenlänge, der optischen Dicke, dem Einfallswinkel und dem Spektrum zu verringern, werden zwei Methoden eingesetzt. Zum einen lassen sich die Oszillationen glätten, indem Gebiete mit unterschiedlichen optischen Dicken überlagert werden. In ersten Überlegungen sollten diese unterschiedlichen Dicken durch die Ätzung von Stufen in Schichten des optischen Stapels gewonnen werden. Diese Methode wird daher auch Stufenätzung genannt (siehe Kapitel 4). Eine andere Methode, die Oszillationen zu vermindern, ist die optische Dicke des optischen Stapels so weit zu verringern, dass Oszillationen nicht mehr oder nur mit stark vergrößerter Periode auftreten können. Für diese Methode werden Ätzungen verwendet, um die Schichten des optischen Stapels zu dünnen. Diese Methode wird auch Oxidstapelätzung (engl. deep optical stack etching, DOSE) genannt (siehe Kapitel 5).

2.5. Absorption von elektromagnetischer Strahlung

Nachdem in den bisherigen Abschnitten ausschließlich die optischen Gesichtspunkte von CMOS-Photodioden betrachtet wurden, soll nun der Zusammenhang zwischen der Ab-

sorption von Photonen und der Generation von Ladungsträgern im Substrat dargestellt werden.

Betrachtet man zunächst die Intensität Φ von elektromagnetischer Strahlung in Materie, findet sich ein exponentieller Zusammenhang mit dem Absorptionskoeffizienten α (siehe Gl. 2.2.2) und der Weglänge in Ausbreitungsrichtung der Welle $\vec{k}\vec{r}$ (Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz):

$$\Phi(\vec{k}\vec{r}) = \Phi_0 e^{-\alpha \vec{k}\vec{r}} = \Phi_0 e^{\frac{-4\pi k \vec{k}\vec{r}}{\lambda}}, \quad (2.5.1)$$

wobei $\Phi(\vec{k}\vec{r})$ die Intensität der Strahlung in Abhängigkeit von der initialen Intensität Φ_0 ist. Für einen Bildsensor wichtiger ist die Intensität der Strahlung, die in einer Tiefe $\vec{n}\vec{r}$ entlang des normalen Vektors \vec{n} der Grenzfläche absorbiert wurde und gegeben ist als:

$$\Phi_{\text{abs}}(\vec{n}\vec{r}) = \Phi_0 \left(1 - e^{\frac{-4\pi k}{\lambda} \frac{\vec{n}\vec{r}}{\vec{n}\vec{k}}} \right). \quad (2.5.2)$$

Ursache von Absorption im betrachteten Wellenlängenbereich (1 bis 1100 nm) ist nahezu ausschließlich der (innere) Photoeffekt. Weitere Wechselwirkungsmechanismen von Photonen mit Materie, wie die Compton-Streuung, haben erst bei höheren Energien der Photonen einen signifikanten Wirkungsquerschnitt [Hub69]. Wichtig für den inneren Photoeffekt bei Festkörpern ist die Bandstruktur des Materials, in dem die Strahlung absorbiert wird. Diese ergibt sich aus den atomaren Energiezuständen der Elemente, aus denen das Material aufgebaut ist, und der Kristallstruktur des Materials. Die Besetzung der einzelnen Bänder mit Elektronen ergibt sich aus der Überlagerung der Bandstruktur mit der Fermi-Dirac-Funktion. Die sog. Fermi-Energie, bei der die Hälfte der Zustände mit einer bestimmten Energie besetzt sind, liegt für Silizium, Siliziumoxid und Siliziumnitrid zwischen zwei Bändern. Das Band unter der Fermi-Energie wird Valenzband, das Band über der Fermi-Energie wird Leitungsband genannt. Eine Darstellung der Bandstruktur von Silizium findet sich zusammen mit einer Beschreibung der ersten Brillouin-Zone des Silizium-Gitters in Abb. 2.9. Für weitere Details zu reziproken Gittern sei z. B. auf [SN07] Kap. 1 verwiesen.

Bei Raumtemperatur befinden sich bereits eine gewisse Anzahl Elektronen im Leitungsband. Die fehlenden Elektronen im Valenzband lassen sich als Quasiteilchen mit einfach positiver Ladung, sog. Löcher, behandeln. Beide Arten von Ladungsträgern stehen für den Ladungstransport zur Verfügung und sind in diesem Fall zahlenmäßig gleich. Diese Ladungsträgerkonzentration wird daher auch als intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i bezeichnet und beträgt für Silizium $9,65 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (bei 300 K [ASGH03]).

Bei der Absorption von einem Photon im Silizium-Kristall durch den inneren Photoeffekt wird ein Elektron aus dem Valenz- ins Leitungsband gehoben und steht dort für den Ladungstransport zur Verfügung. Neben der Energie ist für diesen Übergang jedoch auch der Quasiimpuls $\hbar\vec{k}$ entscheidend. Die Energien für einige Punkte im reziproken

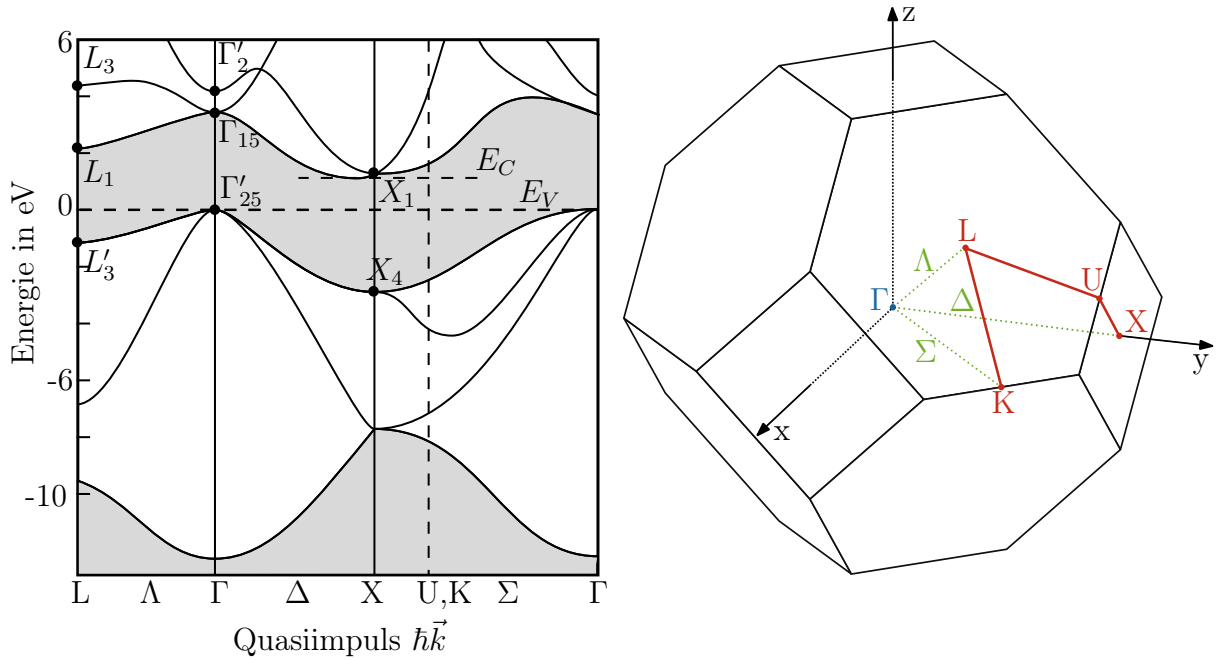


Abbildung 2.9.: Bandstruktur von Silizium. Dargestellt ist die Bandstruktur von Silizium (links) [CC74]. Bereiche, in denen keine Bänder verlaufen, die Bandlücke, ist in grau dargestellt. Eine Darstellung der Quasiimpulse in der ersten Brillouin-Zone von Silizium ist rechts dargestellt [SN07]. Die Energie $E_V = 0$ eV ist die Oberkante des Valenzbandes, die Energie $E_C = 1,1242$ eV die Unterkante des Leitungsbandes (Darstellung nach [Cep08] und [Ind08]).

Punkt aus Bandstruktur	Energie in eV
Γ'_{25}	0,00
Γ_{15}	3,42
Γ'_2	4,10
L'_3	-1,23
L_1	2,23
L_3	4,34
X_4	-2,86
X_1	1,17

Übergang	Energie in eV	λ in nm
$\Gamma'_{25}-X_1$	1,17	1060
$\Gamma'_{25}-\Gamma_{15}$	3,42	363
$\Gamma'_{25}-\Gamma'_2$	4,10	302
X_4-X_1	3,98	312
L'_3-L_1	3,46	358
L'_3-L_3	5,57	223

Tabelle 2.2.: Zustände und Übergänge in Silizium. Dargestellt sind die Energiezustände einiger Punkte aus der Bandstruktur von Silizium entsprechend Abb. 2.9 sowie einige Übergänge zwischen diesen Zuständen [CC74].

Gitter sind zusammen mit verschiedenen Übergängen in Tab. 2.2 angegeben. Der minimale Abstand von Valenz- und Leitungsband wird auch Bandlücke genannt und beträgt 1,1242 eV (bei 300 K [BOH74]). Allerdings befinden sich die zugehörigen Punkte in diesem Fall bei unterschiedlichen Werten von $\hbar\vec{k}$. Da der Impuls bei der Absorption eine Erhaltungsgröße ist, kann dieser Übergang nur stattfinden, falls der Impuls durch die Absorption oder Emission eines Phonons ausgeglichen wird. Die Energie des Phonons ist dabei klein gegenüber der Photonenenergie und kann vernachlässigt werden. Dieser Übergang wird daher auch als indirekt und Silizium als indirekter Halbleiter bezeichnet. Erst ab Wellenlängen unterhalb von 363 nm ist ein direkter Übergang möglich, wodurch sich der Extinktionskoeffizient stark erhöht (siehe Abb. A.1, unten).

Die in dieser Arbeit verwendeten Brechungsindizes und Extinktionskoeffizienten für verschiedene Materialien sind in Anhang A angegeben. In Abb. 2.10 ist die Intensität Φ in Abhängigkeit der Tiefe für Silizium, Siliziumoxid und Siliziumnitrid und senkrechten Einfall dargestellt.

Die Differenz zwischen Vakuumenergie und Fermi-Energie wird Austrittsarbeit genannt und beträgt für Silizium 4,85 eV [Mic77]. Wird ein Elektron bis über die Vakuumenergie angeregt, kann es den Kristall verlassen. In diesem Fall spricht man vom Photoeffekt (ohne den Zusatz innerer). Durch den Verlust des Elektrons ist der Kristall in diesem Fall nicht mehr elektrisch neutral, sondern wird für jedes verlorene Elektron einfach positiv ionisiert.

Die Elektronen im Leitungsband und alle höher energetischen Elektronen können mit anderen Elektronen Stöße durchführen. Bei genügendem Energieübertrag können so weitere Elektronen ins Leitungsband gehoben werden. Die Anzahl der pro absorbiertem Photon generierten Elektron-Loch-Paare η lässt sich durch eine mittlere Generationsenergie E_{gen} schreiben als:

$$\eta = \begin{cases} 1 & 1,1242 \text{ eV} \leq E_\gamma < E_{\text{gen}} \\ \frac{E_\gamma}{E_{\text{gen}}} & E_\gamma \geq E_{\text{gen}}, \end{cases} \quad (2.5.3)$$

wobei generell eine Abhängigkeit der mittleren Generationsenergie E_{gen} von E_γ berücksichtigt werden muss. Da die Einflüsse dieser Abhängigkeit für diese Arbeit jedoch gering sind (siehe z. B. [KT92], [Chr76], [GKCV96], [ABS80], [SHK⁺00]), wird ein konstanter Wert von $E_{\text{gen}} = 3,7 \text{ eV}$ verwendet.

2.5.1. Absorption in Gasen

Bisher wurde ein Einfall der Strahlung aus dem Vakuum betrachtet ($N_1 = 1 - 0i$). Bei kleineren Wellenlängen sind jedoch auch die optischen Eigenschaften der Luft zu berücksichtigen. Während Änderungen vom Realteil des Brechungsindex von Luft vernachlässigbar sind ([HGD93], [Edl66]), treten bei kleineren Wellenlängen Absorptionseffekte durch die verschiedenen Gase in der Luft auf. In diesem Zusammenhang müssen vor allem drei Gase betrachtet werden: Sauerstoff (O_2), Ozon (O_3) und Stickstoff (N_2). Bei der

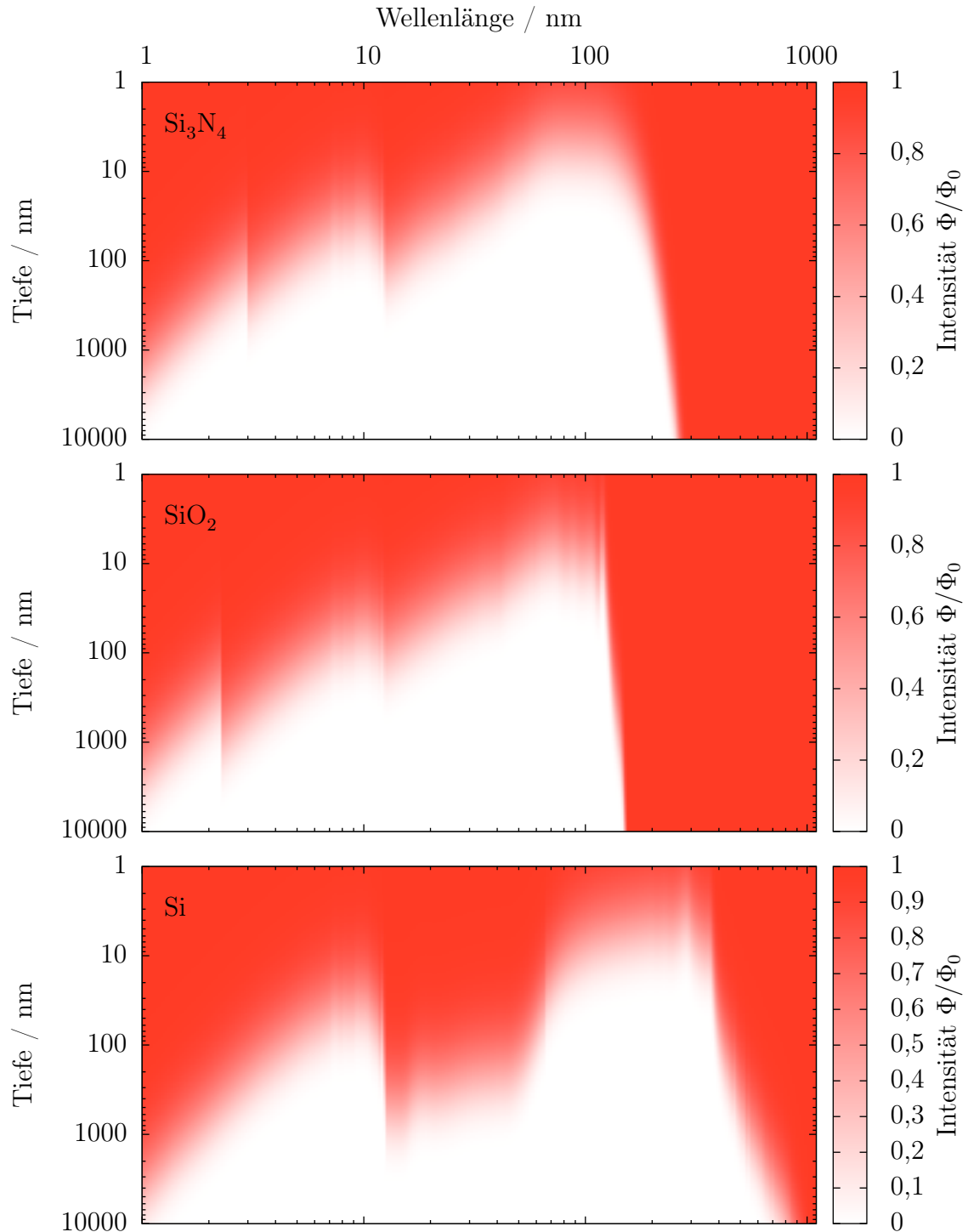


Abbildung 2.10.: Absorption von Strahlung in verschiedenen Materialien. Dargestellt ist die normierte Intensität Φ/Φ_0 von elektromagnetischer Strahlung beim Durchgang durch Siliziumnitrid (oben), Siliziumoxid (Mitte) und Silizium (unten) für verschiedene Wellenlängen in Abhängigkeit der Tiefe von der Oberfläche für senkrechten Einfall.

Absorption durch Gase ist die Dichte des Stoffes nicht mehr konstant, sondern abhängig vom Druck P und der Temperatur T . Die Konzentration des absorbierenden Gases muss daher über das ideale Gasgesetz berücksichtigt werden. Dadurch ergibt sich das Absorptionsgesetz für Gase zu:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha \frac{P}{RT} \vec{k} \vec{r}}, \quad (2.5.4)$$

wobei R die universelle Gaskonstante, $T = 300$ K die Temperatur ist und α die Dimension $\frac{\text{m}^2}{\text{mol}}$ hat.

Nach dem Dalton-Gesetz übt ein Anteil eines Gases einen Partialdruck P_{partial} entsprechend dessen Volumenanteils $W = \frac{V_{\text{Anteil}}}{V_{\text{gesamt}}}$ aus:

$$P_{\text{partial}} = \frac{V_{\text{Anteil}}}{V_{\text{gesamt}}} P_0 = W P_0, \quad (2.5.5)$$

wobei in diesem Fall P_0 der Luftdruck von 101325 Pa ist. Für Sauerstoff wird ein Volumenanteil W_{O_2} von 21 % und für Stickstoff ein Volumenanteil W_{N_2} von 78 % angenommen, die den Verhältnissen in Luft entsprechen. Für Ozon wird ein Volumenanteil von $W = 10^{-4}$ angenommen, der wesentlich höher als normalerweise in Luft ist. In Anwendungen mit UV-Bestrahlung kann lokal, also in der Nähe des Strahlengangs, eine signifikante Konzentration von Ozon erreicht werden.

Die Absorption von Sauerstoff in der Luft ist in Abb. 2.11 (oben) gezeigt. Deutlich zu erkennen ist eine hohe Absorption unterhalb von 200 nm. Wenn Sauerstoff-Moleküle Photonen mit Energien über der Dissoziationsenergie von 5,12 eV (242 nm) absorbieren, werden sie in den meisten Fällen in atomaren Sauerstoff aufgespalten [IIO⁺89]. Diese freien Radikale bilden Verbindungen mit den anderen Gasen der Luft, unter anderem Ozon und Stickoxide. Ozon wirkt bereits bei Wellenlängen um 300 nm absorbierend (siehe Abb. 2.11, Mitte). Damit die dafür nötigen Konzentrationen auch lokal nicht erreicht werden, muss beim Betrieb von UV-Lampen stets auf eine Luftzirkulation geachtet werden.

Erste Übergänge in Stickstoff finden sich ab Photonenenergien von 6,2 eV (200 nm). Allerdings sind diese und viele Übergänge bei höheren Energien aufgrund von verschiedenen Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung aus dem Grundzustand verboten. Erst ab Energien von 12,4 eV (100 nm) existieren Übergänge, die für elektrische Dipolstrahlung aus dem Grundzustand erlaubt sind [Hea10]. Unterhalb von 100 nm absorbieren bereits wenige Millimeter Stickstoff Strahlung daher nahezu vollständig (siehe Abb. 2.11, unten). Für eine genaue Beschreibung der unter Normalbedingungen geringfügigen Absorption im Bereich von 100 bis 200 nm (sog. Lyman-Birge-Hopfield- und Vegard-Kaplan-Bänder) sei auf entsprechende Literatur verwiesen, z. B. [Hea10], [LK77], [TWF⁺66] oder [TOJ64].

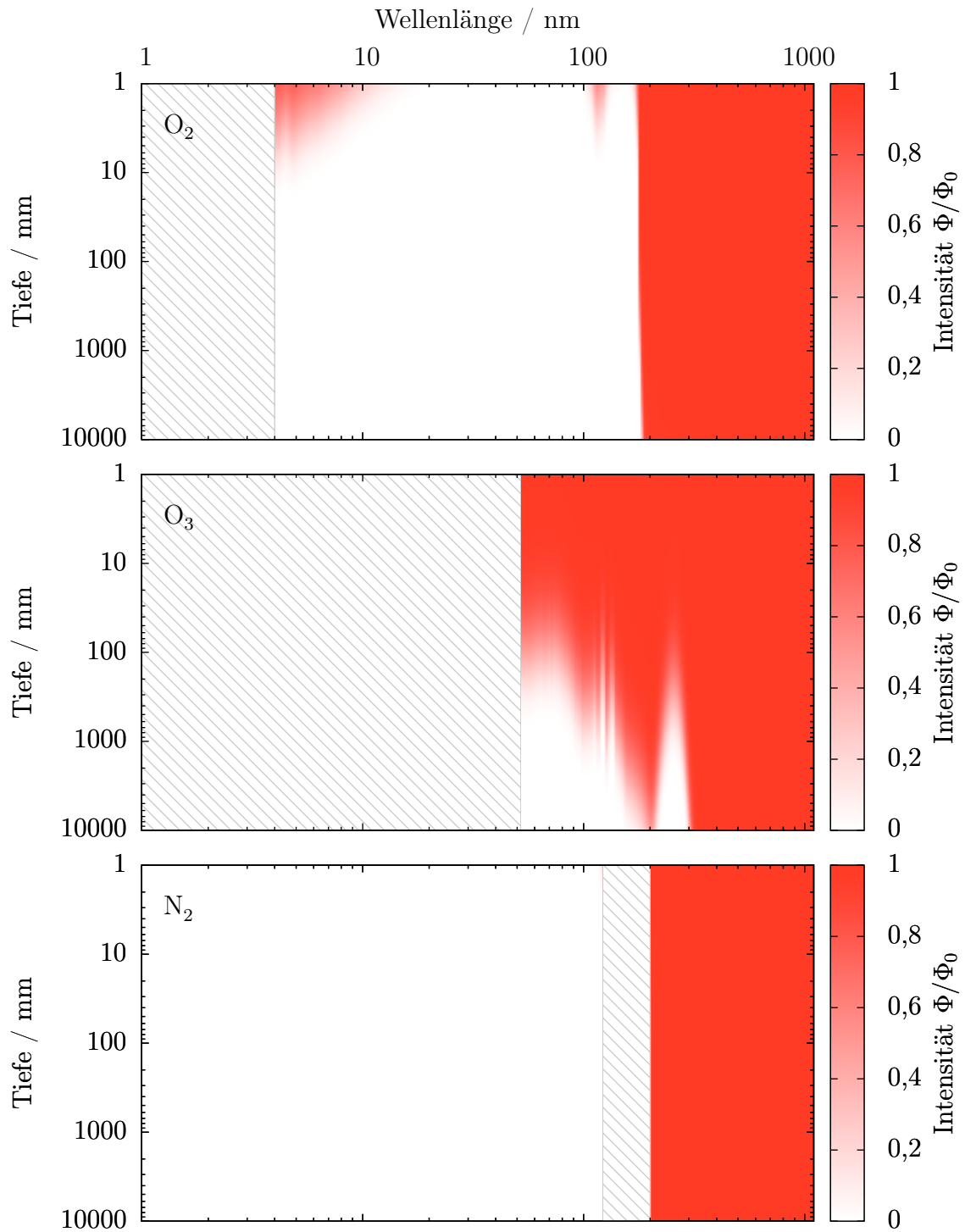


Abbildung 2.11.: Absorption von Strahlung in Gasen. Dargestellt ist die normierte Intensität Φ/Φ_0 von elektromagnetischer Strahlung beim Durchgang durch O_2 , O_3 und N_2 für Wellenlängen zwischen 1 und 1100 nm in Abhängigkeit von der Tiefe entsprechend Gl. 2.5.4. Der Volumenanteil der Gase beträgt $W_{O_2} = 0,21$, $W_{O_3} = 10^{-4}$ und $W_{N_2} = 0,78$. In grau schraffierten Bereichen sind für O_2 und O_3 unzureichende Literaturdaten vorhanden, für N_2 existieren nur verbotene Übergänge.

2.5.2. Fazit Absorptionseffekte

Aus den Betrachtungen zur Absorption lassen sich verschiedene Grenzen identifizieren, die bei der Entwicklung von Bildsensoren berücksichtigt werden müssen. Die größte Wellenlänge, die von Bildsensoren auf Basis des inneren Photoeffekts in monokristallinen Silizium-Wafern detektiert werden kann, ist durch die Bandlücke von Silizium definiert und beträgt 1100 nm. Oberhalb dieser Wellenlänge kommt es nur noch durch Mehrphotonenprozesse zum inneren Photoeffekt, die einen extrem niedrigen Wirkungsquerschnitt haben. Silizium ist oberhalb dieser Wellenlänge quasi transparent, bis andere Wechselwirkungsprozesse, wie die Absorption von thermischer Strahlung durch das Gitter, signifikant werden.

Als nächste Grenze muss die Absorption der Passivierung betrachtet werden. Unterhalb von ca. 250 nm absorbiert Siliziumnitrid so stark, dass kaum Photonen zum Silizium gelangen. Der Wert von 250 nm gilt dabei für Siliziumnitrid mit einer perfekten Stöchiometrie entsprechend Si_3N_4 . Durch die eingangs erwähnte Problematik von PECVD-Siliziumnitrid-Passivierungen wird die Absorption der Passivierung verschoben, sodass bereits bei deutlich höheren Wellenlängen von bis zu 500 nm eine signifikante Absorption auftreten kann. Die Entwicklung einer UV-transparenten Passivierung ist Thema von Kapitel 3. Der Bereich zwischen 250 und 1100 nm ist dabei für Bildsensoren besonders interessant. Er umfasst nicht nur den Bereich des sichtbaren Lichts, sondern auch die meisten für die Spektroskopie wichtigen Spektrallinien. Aus diesem Grund wird dieser Bereich in dieser Arbeit besonders intensiv betrachtet.

Soll der Spektralbereich unterhalb von ca. 250 nm erschlossen werden, muss die Siliziumnitrid-Passivierung weggelassen werden. Als nächste Grenze wird die Absorption der Gase in der Luft wichtig. Unterhalb von 200 nm absorbiert Sauerstoff, spätestens unterhalb von 100 nm absorbiert auch Stickstoff so stark, dass im Vakuum gearbeitet werden muss.

Weiterhin zu berücksichtigen ist die sehr starke Absorption von Siliziumoxid im Bereich zwischen ca. 40 und ca. 120 nm. In diesem Bereich lassen selbst native Oxide mit geringen Dicken nur einen geringen Bruchteil der Strahlung ins Silizium passieren. Dieser Bereich ist daher für Bildsensoren unter den vorgegebenen Randbedingung nicht von Interesse.

Der Bereich zwischen 1 und ca. 40 nm ist dagegen wieder für Bildsensoren interessant, auch wenn die Dicke der Schichten auf dem Substrat sehr viel geringer als in herkömmlichen Bildsensoren sein muss, um eine Transmission in das Substrat zu ermöglichen. Optische Bauelemente für diesen Wellenlängenbereich werden in Kapitel 5 behandelt.

2.6. Ladungsträgertransport

Der Transport von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband erfolgt über zwei Mechanismen, durch Diffusion und Drift. Ladungsträgerdiffusion entsteht durch einen Konzentrationsunterschied von Ladungsträgern und deren thermische Bewegung.

Stehen die Ladungsträger unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes, z. B. durch die Diffusionsspannung einer Photodiode oder eine externe Spannung, erzeugt dies eine weitere Bewegung, genannt Drift. Diese beiden Mechanismen führen zum Ladungsträgertransport und so zum Photostrom I_{photo} .

Den generierten Ladungsträgern steht die Rekombination gegenüber, die zu einer Verringerung des Photostroms führen kann. In diesem Abschnitt wird zunächst der Transport von Ladungsträgern behandelt, während sich die folgenden Abschnitte mit der Rekombination und den Zusammenhängen zwischen Ladungsträgertransport, Generation und Rekombination beschäftigen. Die Ausführungen in diesem Abschnitt folgen in weiten Teilen [Sze02].

Sei n die ortsabhängige Konzentration der Elektronen und p die ortsabhängige Konzentration von Löchern, so ergibt sich durch die thermische Bewegung der Ladungsträger eine Diffusionsstromdichte \vec{J}_{diff} entsprechend:

$$\vec{J}_{\text{diff},n} = eD_n \nabla n \quad (2.6.1)$$

$$\vec{J}_{\text{diff},p} = -eD_p \nabla p, \quad (2.6.2)$$

wobei e die Elementarladung und D der Diffusionskoeffizient ist. Die unterschiedlichen Vorzeichen berücksichtigen die unterschiedliche Richtung des Stroms. D lässt sich über die Einstein-Beziehung mit der Mobilität μ der Ladungsträger in Verbindung bringen:

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \quad (2.6.3)$$

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p. \quad (2.6.4)$$

Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes \vec{E} erfahren die Elektronen und Löcher eine Kraft, die zu einer Bewegung und damit zur sog. Driftstromdichte \vec{J}_{drift} führt:

$$\vec{J}_{\text{drift},n} = en\mu_n \vec{E} \quad (2.6.5)$$

$$\vec{J}_{\text{drift},p} = ep\mu_p \vec{E}. \quad (2.6.6)$$

Unter Anwesenheit einer inhomogenen Konzentration von Ladungsträgern und einem elektrischen Feld ergibt sich die Gesamtstromdichte der Elektronen \vec{J}_n bzw. der Löcher \vec{J}_p zu:

$$\vec{J}_n = en\mu_n \vec{E} + eD_n \nabla n \quad (2.6.7)$$

$$\vec{J}_p = ep\mu_p \vec{E} - eD_p \nabla p. \quad (2.6.8)$$

Die Gesamtstromdichte \vec{J}_{ges} ergibt sich damit zu:

$$\vec{J}_{\text{ges}} = \vec{J}_n + \vec{J}_p. \quad (2.6.9)$$

2.7. Rekombination

Nachdem Photonen durch den inneren Photoeffekt Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband gehoben haben, stoßen die Elektronen mit dem Gitter und verlieren dadurch ihre zusätzliche Energie. Sie sammeln sich im Minimum des Leitungsbandes. Bei einem direkten Halbleiter haben die Elektronen und Löcher auch nach diesem Vorgang den gleichen Quasiimpuls $\hbar\vec{k}$ und können durch Aussendung eines Photons rekombinieren. Dieser Vorgang wird daher direkte Rekombination genannt.

In indirekten Halbleitern, wie Silizium, haben Elektronen und Löcher nach der Thermalisierung unterschiedliche Quasiimpulse, was eine direkte Rekombination verhindert. Damit es bei indirekten Halbleitern zur Rekombination kommen kann, bedarf es entweder der Beteiligung eines Phonons oder einem Zustand in der Bandlücke des Materials. Diese Rekombinationsmechanismen werden daher auch indirekt genannt. Der Wirkungsquerschnitt von phononenunterstützter Rekombination in indirekten Halbleitern ist sehr gering und kann vernachlässigt werden [Sze02].

Zustände in der Bandlücke werden vor allem durch zwei Umstände erzeugt. Im Volumen des Substrats erzeugen Gitterschäden und Dotierstoffatome auf Zwischengitterplätzen entsprechende Zustände. An der Oberfläche erzeugen die offenen Silizium-Bindungen entsprechende Zustände. Die mathematische Beschreibung dieser beiden Rekombinationsmechanismen U_{Volumen} und $U_{\text{Oberfläche}}$ ist gegeben durch [SN07] [Sze02]:

$$U_{\text{Volumen}} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_V (pn - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_i e^{E_{t,V}/kT}) + \sigma_p (p + n_i e^{-E_{t,V}/kT})} \quad (2.7.1)$$

$$U_{\text{Oberfläche}} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_O (pn - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_i e^{E_{t,O}/kT}) + \sigma_p (p + n_i e^{-E_{t,O}/kT})}, \quad (2.7.2)$$

wobei σ_n und σ_p die Wirkungsquerschnitte für das Einfangen von Elektronen bzw. Löchern durch ein Rekombinationszentrum, v_{th} die thermische Geschwindigkeit, N_V bzw. N_O die Dichte der Rekombinationszentren pro Volumen bzw. pro Oberfläche und E_t die Energiedifferenz der Störstelle zum intrinsischen Fermi-Niveau ist. Im vollständigen Fall müssen verschiedene Zustände in der Bandlücke mit ihren Energieniveaus und Wirkungsquerschnitten berücksichtigt werden.

2.8. Kontinuitätsgleichung

Der Zusammenhang zwischen Stromdichte \vec{J} , Generationsrate von Ladungsträgern durch Photonen G und Rekombinationsrate von Ladungsträgern U ist gegeben durch die Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher gemäß [Sze02]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{J}_n + G - U \quad (2.8.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{J}_p + G - U, \quad (2.8.2)$$

wobei t die Zeit ist.

Zusammen mit der Poisson-Gleichung, die gegeben ist als [Sze02]:

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}, \quad (2.8.3)$$

wobei ρ die Ladungsdichte und ϵ die Permittivität des Materials ist, erlauben diese Gleichungen die Bestimmung des Photostroms I_{photo} . Dabei müssen die Stromdichten \vec{J} mit einer Fläche \vec{A} multipliziert werden, welche durch die Fläche der Photodiode gegeben ist.

2.9. Der pn-Übergang

Silizium-Atome haben vier Valenzelektronen. Ersetzt man in einem Silizium-Kristall die Silizium-Atome durch Atome, die fünf oder drei Valenzelektronen besitzen, so spricht man von Dotierung. Im Fall von Atomen mit fünf Valenzelektronen, wie z. B. Phosphor oder Arsen, bildet das Dotieratom weiterhin vier Bindungen mit dem Kristallgitter. Das überschüssige Elektron lässt sich mit einer sehr geringen Energie ins Leitungsband des Kristalls heben. Man spricht in diesem Fall von n-Dotierung und bei den Atomen von Donatoren. Im Fall von Atomen mit drei Valenzelektronen, wie z. B. Bor, wird die fehlende Bindung durch ein Elektron aus dem Valenzband besetzt, und das resultierende Loch steht im Valenzband zum Ladungstransport zur Verfügung. Man spricht in diesem Fall von p-Dotierung und bei den Atomen von Akzeptoren.

Beiden Dotierungen ist gemein, dass sie Zustände in der Bandlücke erzeugen, die entweder nah am Leitungsband (n-Dotierung) oder nah am Valenzband (p-Dotierung) liegen. Durch die zusätzlichen oder fehlenden Ladungsträger verschiebt sich die Fermi-Energie, bei der die Hälfte der Zustände besetzt sind.

Das ursprüngliche Niveau eines undotierten Halbleiters wird daher auch als intrinsische Fermi-Energie bezeichnet (siehe Abb. 2.12, oben). Beim Anlegen einer zusätzlichen Spannung an den pn-Übergang oder im Fall einer Generation von Ladungsträgern durch die Absorption von Photonen und dem damit verbundenen Verlassen des thermischen Gleichgewichts müssen unterschiedliche Quasi-Fermi-Energien für Elektronen und Löcher betrachtet werden.

Bringt man ein n- und ein p-dotiertes Gebiet in Kontakt, kommt es zu einer Diffusion der Elektronen aus dem n-Gebiet in das p-Gebiet und zu einer Diffusion der Löcher aus dem p-Gebiet in das n-Gebiet und damit zu einem Ausgleich der Fermi-Energie. Im n-Gebiet bleiben dadurch positiv geladene, im p-Gebiet negativ geladene Ionenrümpfe zurück. Dieser Bereich wird als Raumladungszone bezeichnet. Die so erzeugte Gegenspannung wird als Diffusionsspannung U_{diff} bezeichnet und begrenzt die Diffusion.

Die Diffusionsspannung U_{diff} ergibt sich aus den Dotierstoffkonzentrationen N_A und N_D der Akzeptoren bzw. Donatoren sowie der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i gemäß [Sze02]:

$$U_{\text{diff}} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right). \quad (2.9.1)$$

Aus dieser Spannung lässt sich die Breite der Raumladungszone im n-Gebiet Z_n und im p-Gebiet Z_p berechnen gemäß [Sze02]:

$$Z_n = \sqrt{\frac{2\epsilon U_{\text{diff}}}{e} \frac{N_A}{N_D (N_A + N_D)}} \quad (2.9.2)$$

$$Z_p = \sqrt{\frac{2\epsilon U_{\text{diff}}}{e} \frac{N_D}{N_A (N_A + N_D)}}, \quad (2.9.3)$$

wobei im Fall einer zusätzlichen Vorspannung U_{diff} durch $U_{\text{diff}} + U_{\text{Vorspannung}}$ ersetzt werden muss.

In Abb. 2.12 (oben) ist ein homogen n-dotiertes Halbleitermaterial mit einer Donatorkonzentration von $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und ein homogen p-dotiertes Halbleitermaterial mit einer Akzeptorkonzentration von $N_A = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ohne Kontakt zueinander gezeigt. In Abb. 2.12 (unten) sind die beiden Materialien in Kontakt miteinander gebracht. Die Breite der Raumladungszone Z_{RLZ} ergibt sich in diesem Fall zu:

$$Z_{\text{RLZ}} = Z_n + Z_p = 1,04 \mu\text{m} + 2,08 \mu\text{m}. \quad (2.9.4)$$

Das Anlegen einer negativen Spannung an das p-Gebiet oder einer positiven Spannung an das n-Gebiet, genannt Gegenspannung, führt zu einer Erhöhung des Potentialunterschieds zwischen den beiden Gebieten und damit zu einer Vergrößerung der Raumladungszone. Gegenteiliges gilt für das Anlegen einer entgegengesetzt gepolten Spannung, genannt Vorwärtsspannung. Übersteigt die Vorwärtsspannung die Diffusionsspannung, kann Strom nahezu ungehindert durch den pn-Übergang fließen. Dies ist die Funktionsweise einer Diode. Unterhalb der Diffusionsspannung kann die Diode als Photodiode genutzt werden. Wie eingangs erwähnt, werden Photodioden in Bildsensoren mit einer Gegenspannung vorgespannt, die sich mit dem einfallenden Licht reduziert. Soweit nicht anders angegeben, wird in dieser Arbeit keine Vorspannung an Photodioden angelegt.

Im vorliegenden Prozess werden Photodioden durch die Implantation von Ionen in die Epitaxieschicht auf dem Wafer erzeugt. In diesem Bereich liegt daher eine effektive n-Dotierung zusätzlich zur ursprünglichen p-Dotierung der Epitaxieschicht vor. Außerdem kommt es durch die Hochtemperaturschritte bei der Prozessierung zu einer Diffusion der Dotierstoffatome aus der Photodioden-Implantation in die Tiefe und aus dem Substrat-Wafer nach oben. Die Dotierstoffprofile sind daher nicht mehr konstant, sondern abhängig von der Tiefe im Substrat. Dadurch lässt sich die Bänderstruktur nur noch numerisch bestimmen. Eine entsprechende Darstellung der in diesem Prozess verwendeten HV-n-Wannen-Photodiode ist in Abb. 2.13 gezeigt.

2.10. Die interne Quanteneffizienz einer Photodiode

Die interne Quanteneffizienz iQE einer Photodiode beschreibt deren Effizienz, generierte Ladungsträger in Photostrom umzuwandeln. Möchte man die interne Quanteneffizienz einer Photodiode rechnerisch bestimmen, benötigt man neben dem tiefenabhängigen elektrischen Feld und der tiefenabhängigen Generationsrate der Ladungsträger zahlreiche weitere Parameter zur Beschreibung der Rekombination. Anschließend kann eine numerische Lösung der internen Quanteneffizienz z. B. mit dem in [CB97] beschriebenen Programm durchgeführt werden. Eine Beschreibung des entsprechenden Vorgehens findet sich z. B. in [GB89].

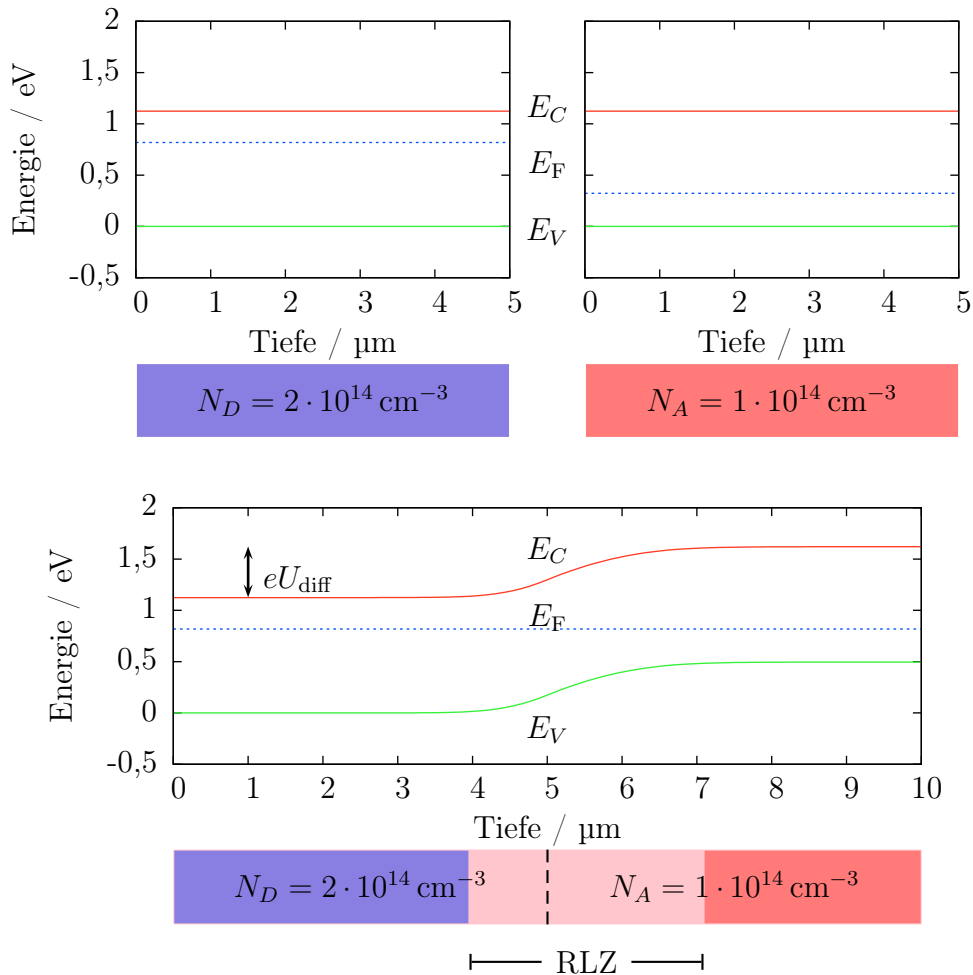


Abbildung 2.12.: Bändermodell pn-Übergang. Dargestellt sind zwei Halbleitermaterialien mit einer Donorkonzentration N_D (links) und einer Akzeptorkonzentration N_A (rechts). Oben ist das entsprechende Bändermodell für isolierte Stücke abgebildet, unten bei Kontakt der beiden Stücke nach dem Erreichen des thermischen Gleichgewichts. Es wurde keine zusätzliche Vorspannung angelegt (Darstellung mit Hilfe [CB97]).

Da in dieser Arbeit Back-End-of-Line-Prozesse untersucht werden, die mit verschiedenen Photodioden kombiniert werden können, wird hier ein vereinfachtes Modell für die interne Quanteneffizienz von Photodioden genutzt, das die wesentlichen Effekte berücksichtigt, jedoch mit nur einem einzigen Parameter auskommt.

Werden Ladungsträger im Bereich der Raumladungszone generiert, werden diese durch das elektrische Feld getrennt und tragen damit zum Photostrom bei. Werden Ladungsträger außerhalb der Raumladungszone generiert, müssen diese zunächst zur Raumladungszone diffundieren, bevor sie zum Photostrom beitragen können. Für Ladungsträger, die tief im Wafer erzeugt werden, ist dies sehr unwahrscheinlich. Daher wird eine photoaktive Tiefe d_{aktiv} definiert. Von allen Ladungsträgern, die bis zu dieser Tiefe erzeugt werden, wird angenommen, dass sie zum Photostrom beitragen. Von allen Ladungsträgern, die tiefer erzeugt werden, wird angenommen, dass sie rekombinieren und nicht zum Photostrom beitragen.

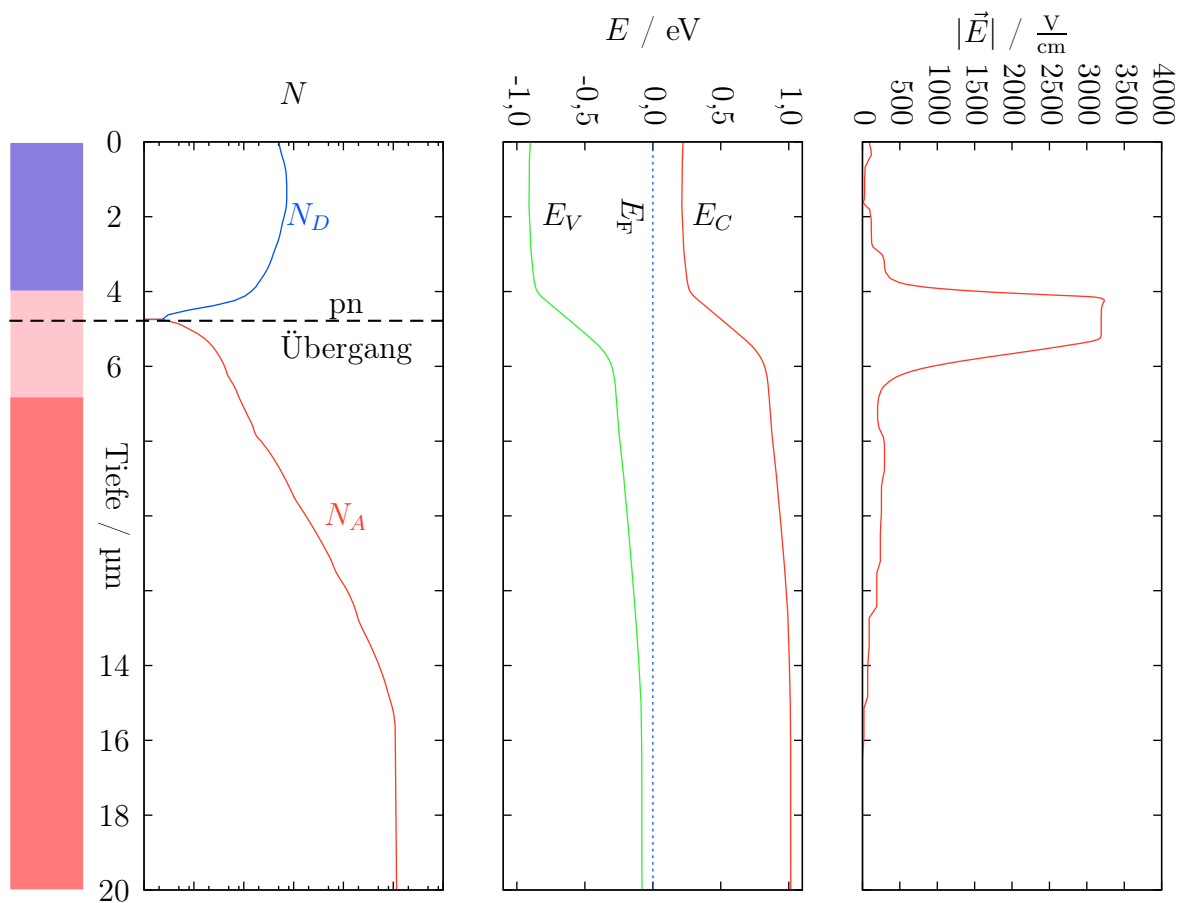


Abbildung 2.13.: HV-n-Wannen-Photodiode. Dargestellt sind drei Graphen zur Beschreibung der HV-n-Wannen-Photodiode. Links ist die Dotierstoffkonzentration nach [SRP09], in der Mitte die daraus berechnete Bandstruktur (mit Hilfe [CB97]) und rechts der Betrag der elektrischen Feldstärke gezeigt (mit Hilfe [CB97]).

Damit ergibt sich für die interne Quanteneffizienz einer Photodiode iQE :

$$iQE = 1 - e^{-\alpha d_{\text{aktiv}}}, \quad (2.10.1)$$

wobei α der Absorptionskoeffizient von Silizium ist.

Eine Darstellung von iQE für verschiedene photoaktive Tiefen d_{aktiv} ist in Abb. 2.14 gezeigt. Für photoaktive Tiefen im Bereich von $10\text{ }\mu\text{m}$, die aus der vorangegangenen Betrachtung der HV-n-Wannen-Photodiode folgen, ergibt sich eine iQE von über 80 % für den Bereich von 1 bis 700 nm. Durch eine Anpassung von Simulationen an Messdaten mit d_{aktiv} als freiem Parameter ergibt sich ein Wert von $d_{\text{aktiv}} = 11,25\text{ }\mu\text{m}$.

Im nächsten Abschnitt wird dieses Modell mit der Simulation der optischen Effekte im Back-End-of-Line und einer endlichen spektralen Breite kombiniert. Es ergeben sich zufriedenstellende Übereinstimmungen der so simulierten Empfindlichkeit von Photodioden mit Messungen. Zusätzlich hat dieses Modell den Vorteil mit wesentlich weniger Parametern auszukommen als die direkte Betrachtung der Rekombination, wodurch es sich sehr einfach mit den in Anhang D beschriebenen Simulationsroutinen kombinieren lässt. Außerdem lassen sich Back-End-of-Line-Prozesse unabhängig von den verwendeten Photodioden charakterisieren und miteinander vergleichen.

Abweichungen von Simulationen und Messungen lassen sich auf zwei anschauliche Mechanismen zurückführen. Bei Wellenlängen über 800 nm, und damit tiefer Absorption der Strahlung im Wafer, sind Anpassungen der photoaktiven Tiefe nötig, während bei kleineren Wellenlängen Oberflächen- und Volumenrekombination für die Abweichungen verantwortlich sind. Die hier verwendete Definition der iQE lässt sich weiterhin einfach auf andere Strukturen mit geringeren photoaktiven Tiefen übertragen, z. B. p-Implantationen in n-Wannen oder optische Bauelemente auf Silizium-auf-Isolator-Substraten (engl. silicon on insulator, SOI).

2.11. Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen

Die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen setzt sich aus den optischen Effekten im Back-End-of-Line, den elektrischen Effekten im Front-End-of-Line und den Eigenschaften der Strahlungsquelle, wie deren Spektrum, zusammen.

Im Back-End-of-Line beeinflussen Reflektion, Absorption und Interferenz die Menge der Strahlung, die in den Wafer transmittiert wird. Je geringer die Wellenlänge ist, desto wichtiger wird die Absorption in den Schichten des Back-End-of-Line. So absorbiert die Standard-Siliziumnitrid-Passivierung bereits bei Wellenlängen unterhalb von 500 nm einen signifikanten Anteil der Strahlung. Zusätzlich führen die Interferenzeffekte zu einer Oszillation der transmittierten Strahlung in Abhängigkeit der Wellenlänge, der Schichtdicken und des Einfallswinkels.

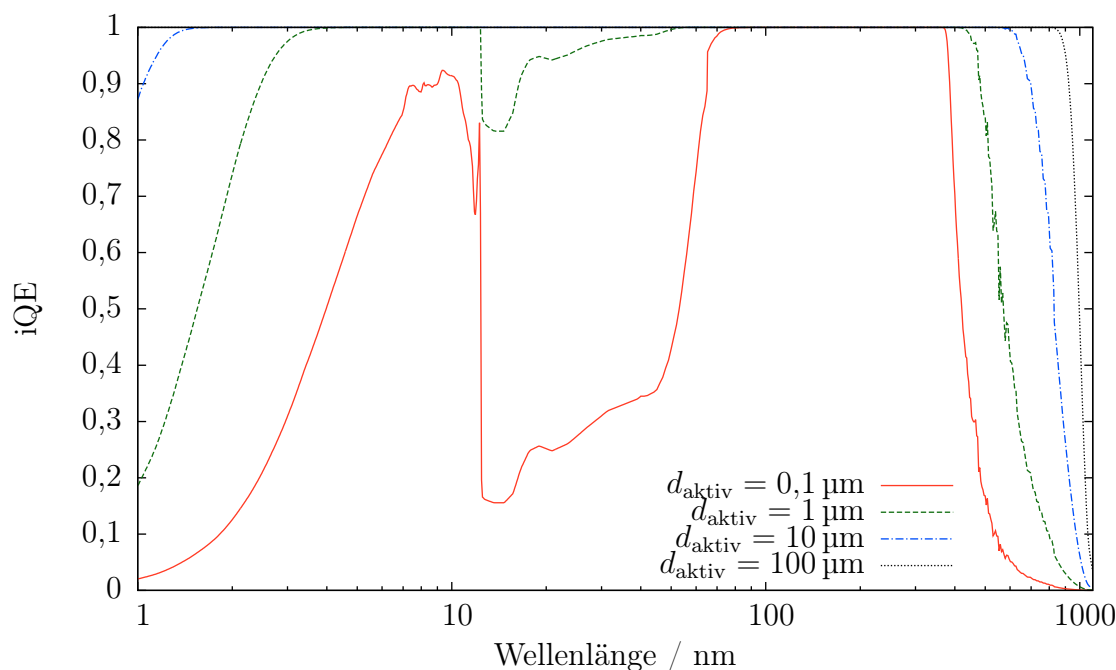


Abbildung 2.14.: Interne Quanteneffizienz. Dargestellt ist die interne Quanteneffizienz für verschiedene photoaktive Tiefen d_{aktiv} .

Im Front-End-of-Line beeinflusst die Effizienz des optischen Bauelements, die durch Absorption erzeugten Elektron-Loch-Paare in einen Photostrom umzuwandeln, genannt interne Quanteneffizienz, die Empfindlichkeit. Da in dieser Arbeit Back-End-of-Line-Prozesse betrachtet werden, wird die interne Quanteneffizienz durch ein einfaches Modell angenähert, bei dem die interne Quanteneffizienz nur durch die Tiefe der erzeugten Elektron-Loch-Paare beeinflusst wird.

Durch eine Kombination von Routinen zur Beschreibung der optischen Effekte im Back-End-of-Line (siehe Anhang D) mit einer Datenbank aus komplexen Brechungsindizes der verwendeten Materialien (siehe Anhang A) und dem vereinfachten Modell zur Beschreibung der internen Quanteneffizienz von optischen Bauelementen (siehe Abschnitt 2.10) lässt sich die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen simulieren. Eine entsprechende Darstellung der Quanteneffizienz findet sich in Abb. 2.15. Zu erkennen ist nicht nur eine starke Oszillation der Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge, auch geringfügige Änderungen der Schichtdicke führen zu stark unterschiedlichen Quanteneffizienzen bei konstanter Wellenlänge. Schichtdickenänderungen treten dabei prozessbedingt sowohl zwischen einzelnen Wafern, als auch für verschiedene Positionen auf einem Wafer auf und führen so zu Schwankungen der Empfindlichkeit. Auch eine Änderung des Einfallswinkels führt zu ähnlichen Auswirkungen wie eine Änderung der Schichtdicke. Unterhalb einer Wellenlänge von ca. 500 nm reduziert sich die Empfindlichkeit aufgrund der Absorption der Passivierung. Über einer Wellenlänge von ca. 800 nm sinkt die Empfindlichkeit wegen einer geringeren Absorption innerhalb der photoaktiven Tiefe des optischen Bauelements.

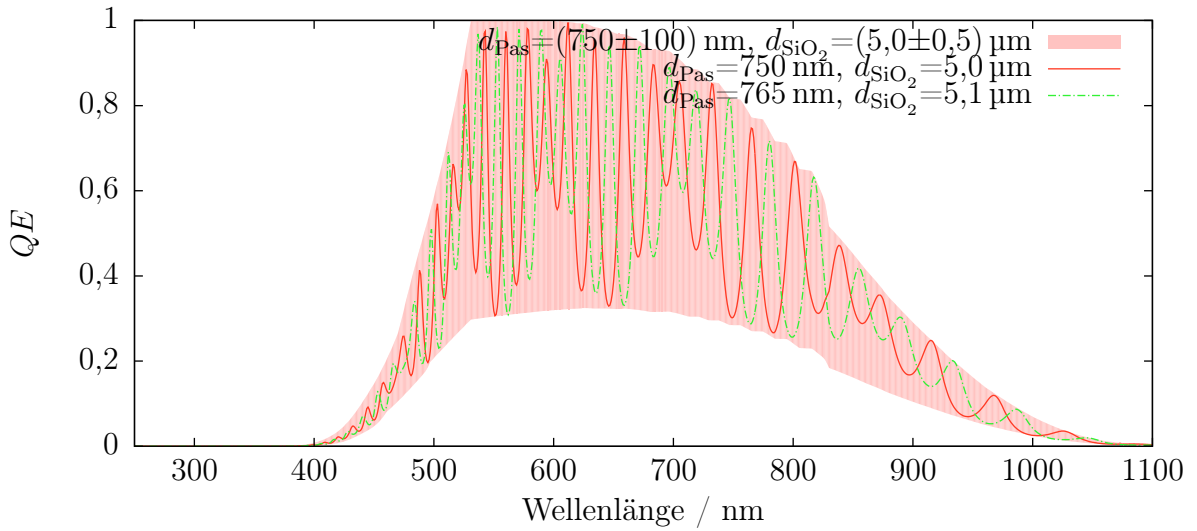


Abbildung 2.15.: Empfindlichkeit einer Photodiode. Dargestellt ist eine Simulation der Quanteneffizienz einer Photodiode mit einem Back-End-of-Line aus einer $d_{\text{Pas}} = 750 \text{ nm}$ dicken Standard-Siliziumnitrid-Passivierung und einem $d_{\text{SiO}_2} = 5 \mu\text{m}$ dicken Siliziumoxid-Stapel in Abhängigkeit der Wellenlänge. Zu erkennen ist die Oszillation der in den Wafer transmittierten Strahlung, die Absorption der Siliziumnitrid-Passivierung im Bereich unter ca. 500 nm und die abfallende Absorption der Strahlung innerhalb der photoaktiven Tiefe für Wellenlängen über ca. 700 nm. Weiterhin dargestellt ist eine Simulation der Quanteneffizienz einer Photodiode mit 2% größeren Schichtdicken d_{Pas} und d_{SiO_2} . Hinterlegt ist der Graph mit einer Simulation der maximalen und minimalen Quanteneffizienz, die sich unter Berücksichtigung von Schwankungen der Dicke der Passivierung von 100 nm und des SiO_2 -Stapels von 500 nm ergibt.

Beim Einsatz von optischen Bauelementen beeinflussen auch die Eigenschaften der Strahlungsquelle die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen. Hat die Strahlungsquelle eine gewisse spektrale Breite, werden die Oszillationen der Empfindlichkeit geglättet (siehe Abb. 2.16, oben). In herkömmlichen Anwendungen mit einer entsprechend großen spektralen Breite der Strahlung sind die Oszillationen der Empfindlichkeit daher nicht sichtbar. In wissenschaftlichen und technischen Anwendungen mit geringer spektraler Breite beeinflusst auch das Spektrum der einfallenden Strahlung die Empfindlichkeit.

Durch eine Faltung der Simulationen mit der in Anhang B.3 bestimmten spektralen Breite der Messstände lassen sich die simulierten Empfindlichkeiten mit Messungen vergleichen (siehe Abb. 2.16, unten). Dabei ergibt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Während sich der qualitative Verlauf der Empfindlichkeit gut beschreiben lässt, gibt es leichte quantitative Unterschiede zwischen Simulation und Messung. Im Bereich bis 500 nm werden die Abweichungen auf Schwankungen der Stöchiometrie der Siliziumnitrid-Passivierung zwischen der Messung des komplexen Brechungsindex auf einem Test-Wafer und der Abscheidung der Passivierung auf den Wafer mit den optischen Bauelementen zurückgeführt. Im Bereich zwischen 500 und 600 nm werden unberücksichtigte Rekombinationsvorgänge für die im Vergleich zur Messung leicht höhere Quan-

teneffizienz verantwortlich gemacht. Oberhalb einer Wellenlänge von ca. 800 nm findet sich eine größere gemessene als simulierte Empfindlichkeit. Dies wird auf das einfache Modell der internen Quanteneffizienz zurückgeführt. Anscheinend erreichen auch einige Ladungsträger, die mehr als 11,25 μm tief im Wafer absorbiert wurden, den pn-Übergang der Photodiode.

Die hier dargestellte Empfindlichkeit von optischen Bauelementen, die im vorliegenden CMOS-Prozess gefertigt wurden, beschreibt den Stand zu Beginn dieser Arbeit und macht die Notwendigkeit für die Entwicklung der eingangs erwähnten Back-End-of-Line-Prozesse deutlich. Für spektroskopische Anwendungen im UV-Bereich des Spektrums muss die Absorption der Passivierung reduziert werden, was durch die Entwicklung der UV-transparenten Passivierung in Kapitel 3 erfolgt. Die Schwankungen der Empfindlichkeit sind für viele Anwendungen mit schmalbandiger Beleuchtung unerwünscht und sollen durch die in Kapitel 4 beschriebene Stufenätzung und die in Kapitel 5 beschriebene Oxidstapelätzung minimiert werden. Durch Anforderungen der Inspektion von Maskenrohlungen für die kommende EUV-Lithographie wurden die Möglichkeiten der Oxidstapelätzung, den empfindlichen Spektralbereich bis in den XUV-Bereich auszudehnen, genutzt.

Im Folgenden werden häufig Simulationen bei monochromatischer Beleuchtung durchgeführt, um die QE ohne Einflüsse des Spektrums der Bestrahlungsquelle zu bestimmen. Für den Vergleich mit Messungen und die Beurteilung der Eignung von optischen Bauelementen für bestimmte Anwendungen muss jedoch stets das Spektrum der Bestrahlungsquelle berücksichtigt werden.

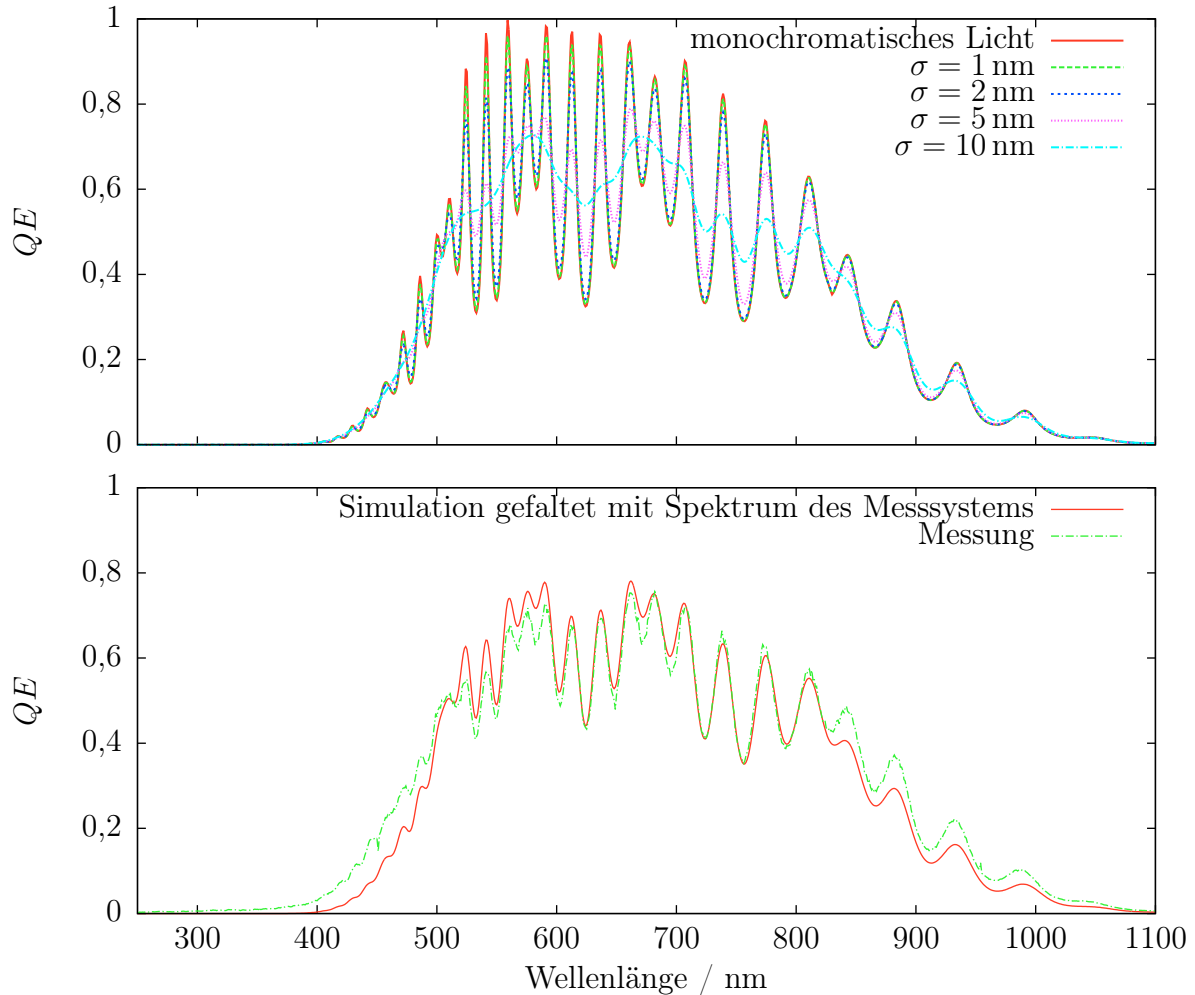


Abbildung 2.16.: Einfluss der spektralen Breite auf die Empfindlichkeit einer Photodiode. Simuliert wurde die Quanteneffizienz QE einer Photodiode für einen Schichtstapel aus $5\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 und 750 nm Standard-Siliziumnitrid-Passivierung unter Berücksichtigung von Strahlungsquellen mit verschiedenen spektralen Breiten. Oben ist eine Faltung der simulierten Quanteneffizienz mit einem gaußförmigen Spektrum mit verschiedenen Standardabweichungen σ dargestellt. Zu erkennen ist eine Minderung der Oszillation mit steigendem σ . Unten ist eine Faltung der simulierten Quanteneffizienz mit dem Spektrum des in Anhang B beschriebenen Messsystems im Vergleich mit einer Messung gezeigt. Die Schichtdicken, die in dieser Simulation verwendet wurden, stammen aus REM-Querschnitten des vermessenen optischen Bauelements nach einer geringfügigen Anpassung, um Fehler der Schichtdickenmessung zu berücksichtigen. Es ergibt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

KAPITEL 3

DIE UV-TRANSPARENTE PASSIVIERUNG

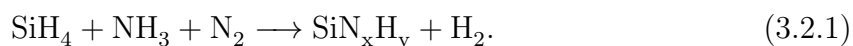
3.1. Einleitung

Zum Schutz vor mechanischer Beschädigung und als Diffusionsbarriere für Feuchtigkeit und Ionen wird im untersuchten Prozess als oberste Schicht eine (750 ± 100) nm dicke Passivierung aus PECVD-Siliziumnitrid abgeschieden. Bei der Entwicklung dieser Standard-Passivierung standen ausschließlich die Schutzaspekte im Vordergrund, während optische Parameter nicht berücksichtigt wurden. Die Standard-Passivierung hat ihre Schutzeigenschaften in verschiedenen Qualifizierungen unter Beweis gestellt, weist allerdings eine hohe Absorption für Wellenlängen zwischen 250 und 500 nm auf. Für viele Anwendungen ist die geringe bzw. nicht vorhandene Transparenz in diesem Wellenlängenbereich ein Problem. Bei Bildsensoren für den sichtbaren Bereich des Spektrums bedeutet dies schon für blaues und violettes Licht eine geringere Empfindlichkeit. Spektroskopische Anwendungen, bei denen interessante Spektrallinien im UV-Bereich des Spektrums liegen, können so überhaupt nicht realisiert werden.

In diesem Kapitel wird der Zusammenhang zwischen mikroskopischen Parametern einer amorphen Siliziumnitrid-Schicht, wie der Stöchiometrie und Si-H-Bindungen, und der Transparenz behandelt. Mit diesen Informationen wird die Entwicklung einer UV-transparenten Passivierung beschrieben, wobei besonders auf die Schutzwirkung der Schicht eingegangen wird.

3.2. Theoretische Grundlagen

Die Abscheidung von Siliziumnitrid-Passivierungen erfolgt durch einen PECVD-Prozess, um die niedrigen Temperaturanforderungen der Back-End-of-Line-Prozessierung einhalten zu können. Als Reaktionsgase dienen Silan (SiH_4), Ammoniak (NH_3) und Stickstoff (N_2). Durch die Plasmaunterstützung wird ein Teil der Gasmoleküle ionisiert. An der Oberfläche des Wafers kommt es zu einer chemischen Reaktion, wodurch sich eine amorphe Schicht des entsprechenden Materials bildet. Die Stöchiometrie der abgeschiedenen Schicht muss dabei nicht der von kristallinem Si_3N_4 entsprechen, wodurch offene Bindungen bestehen bleiben, die mit Wasserstoff abgesättigt werden können. Damit ergibt sich folgende Reaktionsgleichung [Wol86]:



Als Parameter bei der Abscheidung können der Druck in der Reaktionskammer, die Leistung der Plasmaerzeugung, die Temperatur und die Flüsse der Reaktionsgase gesteuert werden.

Als physikalische Ursachen für die Absorption der PECVD-Schicht kommen der innere Photoeffekt und die Absorption von Photonen durch bestimmte Bindungen in Frage. Zum Beispiel lässt sich die Streckschwingung einer N-H-Bindung durch die Absorption von Licht mit einer Wellenlänge von 1550 nm anregen [AA04]. Beide Effekte lassen sich

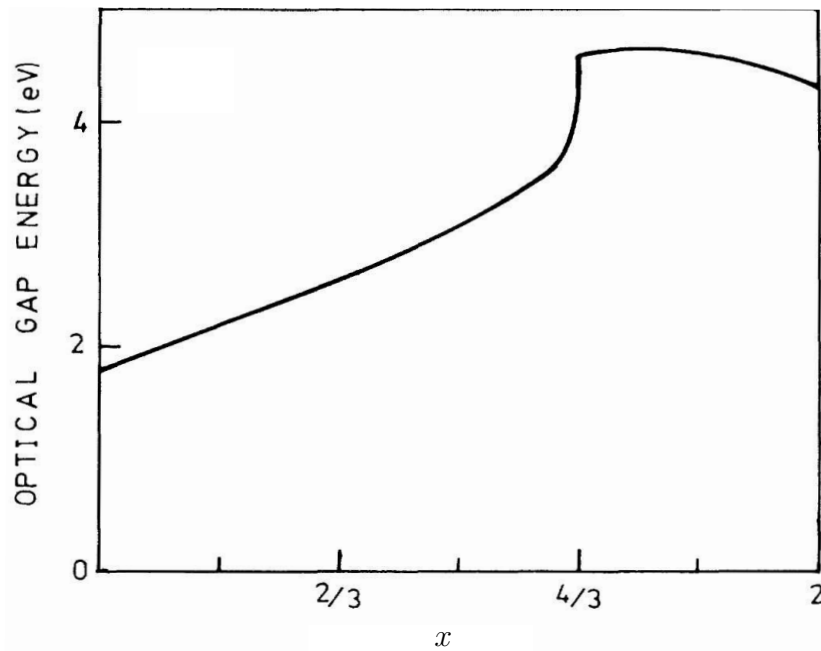


Abbildung 3.1.: Bandlücke amorphes Siliziumnitrid. Dargestellt ist eine Berechnung der Bandlücke von amorphem SiN_x in Abhängigkeit vom Stickstoffgehalt x (aus [MMMVY87]).

durch die Betrachtung der Bandstruktur von SiN_xH_y beschreiben, wobei zunächst nur SiN_x behandelt wird und anschließend der Einfluss von H-Bindungen betrachtet wird.

Die Bandlücke von SiN_x ist abhängig vom Stickstoffgehalt x der Schicht und damit von deren Stöchiometrie. Eine theoretische Behandlung dieser Abhängigkeit wurde z. B. in [MMMVY87] durchgeführt (siehe Abb. 3.1). Der Verlauf der Bandlücke von reinem, amorphem Silizium mit $x = 0$ und $E_{\text{gap}} = 1,9 \text{ eV}$ ($\lambda = 653 \text{ nm}$) zu reinem, amorphem Si_3N_4 mit einer Bandlücke von $E_{\text{gap}} = 4,8 \text{ eV}$ ($\lambda = 258 \text{ nm}$) erfolgt dabei streng monoton steigend. Für $x = \frac{4}{3}$ ist die Absorption also minimal.

Eine Übersicht über die Zustandsdichte von SiN_x ist in Abb. 3.2 (links) dargestellt. Dabei findet sich mit steigendem x gleichermaßen eine Erniedrigung der Oberkante des Valenzbandes und eine Erhöhung des Leitungsbandes. Eine Zusammenfassung experimenteller Überprüfungen dieses Zusammenhangs findet sich z. B. in [Rob91].

Eine Behandlung der Einflüsse der Si-H- und N-H-Bindungen auf die Bandstruktur findet sich z. B. in [Lin01] und [Rob91]. Keine der angesprochenen Bindungstypen erzeugt dabei Zustände in der Bandlücke von Si_3N_4 . Si-H Bindungen erzeugen jedoch viele freie Zustände $5,5 \text{ eV}$ (entsprechend $\lambda = 225 \text{ nm}$) über der Oberkante des Valenzbandes von Si_3N_4 [Lin01].

N-H-Bindungen erzeugen erst bei noch höheren Energien freie Zustände, wobei die Zustände um Energien von 10 , $11,3$ und $11,5 \text{ eV}$ oberhalb des Valenzbandes von Si_3N_4 zentriert sind [Lin01].

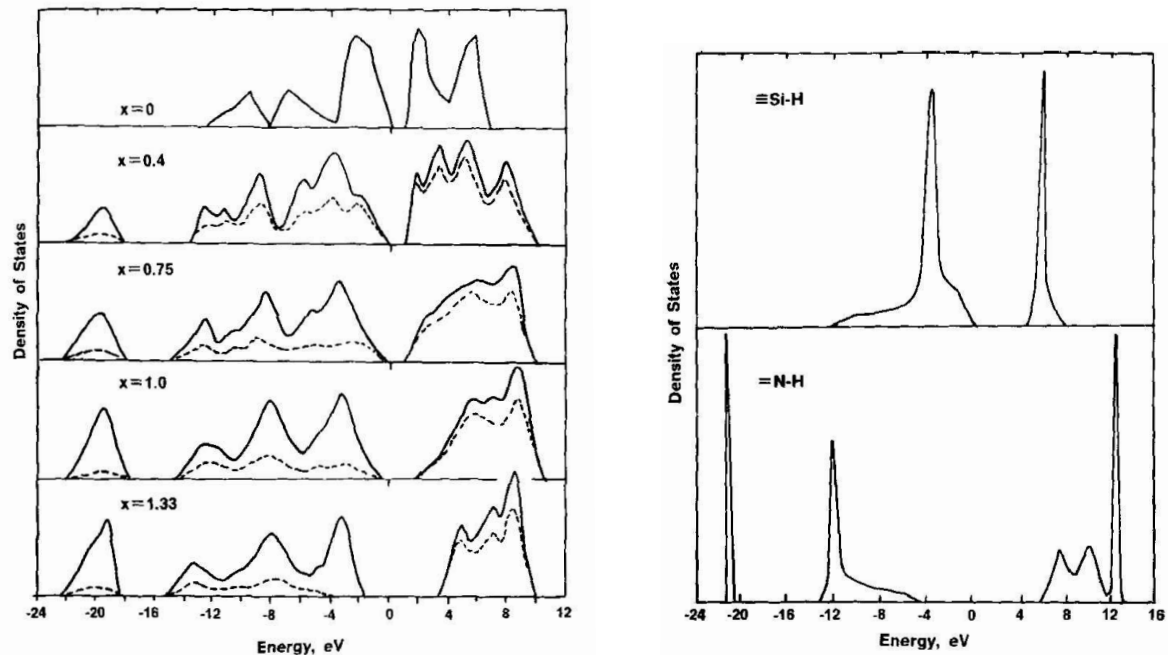


Abbildung 3.2.: Zustandsdichte von Siliziumnitrid. Links dargestellt ist die Zustandsdichte von SiN_x in Abhängigkeit von x , wobei der energetische Nullpunkt die Oberkante des Valenzbandes von amorphem Silizium ist (durchgezogene Linie). Rechts dargestellt sind die durch Si-H- bzw. N-H-Bindungen erzeugten Zustände, wobei der energetische Nullpunkt in diesem Fall der Oberkante des Valenzbandes von amorphem Si_3N_4 entspricht [Rob91].

Die genaue Lage der Si-H- und N-H-Zustände bei einer von $x = \frac{4}{3}$ verschiedenen Stöchiometrie müsste im einzelnen theoretisch bestimmt werden. Nimmt man für $x = 1$ näherungsweise an, dass sich die Oberkante des Valenzbandes um 1 eV im Vergleich zur Oberkante des Valenzbandes für $x = \frac{4}{3}$ erhöht und ferner, dass die Lage der Si-H- und N-H-Zustände konstant bleibt, ergeben sich durch die Si-H-Bindungen freie Zustände 4,5 eV ($\lambda = 275 \text{ nm}$) über der Valenzbandkante von SiN_1 .

Die Energien der N-H-Zustände bleiben auch für $x = 1$ oberhalb der Leitungsbandkante von Si_3N_4 und beeinflussen die Absorption daher ausschließlich in einem Bereich, in dem bereits Si_3N_4 absorbieren würde.

Ein weiterer Bindungstyp, der berücksichtigt werden muss, sind offene Bindungen. Werden diese nicht durch Wasserstoff abgesättigt oder löst sich eine Wasserstoff-Bindung, bleiben offene Bindungen zurück und erzeugen Zustände in der Bandlücke [RP84] (siehe Abb. 3.3). Dies ist von besonderer Bedeutung, da die Si-H-Bindungen bereits ab 400 °C Wasserstoff freisetzen können. Diese Temperaturen werden z. B. bei der sog. Temperung im Back-End-of-Line erreicht und können die Absorption der Schicht sogar erhöhen [DZ03].

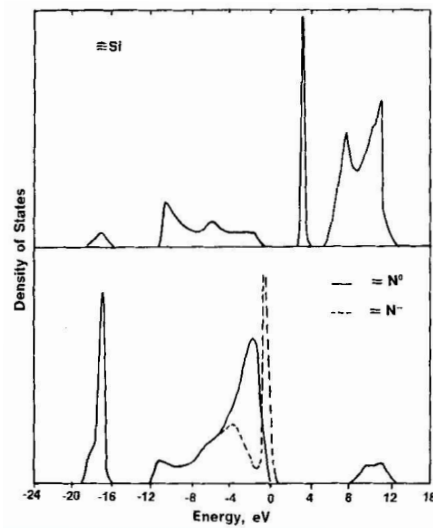


Abbildung 3.3.: Offene Bindungen in Si_3N_4 . Dargestellt ist die Zustandsdichte, die von offenen Si- (oben) bzw. N-Bindungen (unten) in Si_3N_4 erzeugt wird. Der energetische Nullpunkt ist dabei die Oberkante des Valenzbandes von Si_3N_4 [Rob91].

3.3. Entwicklung der UV-transparenten Passivierung

Mit den beschriebenen theoretischen Grundlagen ist der Weg, eine UV-transparente Passivierung zu entwickeln, vorgegeben. Der Stickstoffanteil in der Schicht muss erhöht werden. Dadurch steigt die Bandlücke, wodurch eine signifikante Absorption erst bei kleineren Wellenlängen stattfindet. Außerdem nähern sich die Bindungsverhältnisse der kristallinen Stöchiometrie ($x = \frac{4}{3}$) an, wodurch die Wahrscheinlichkeit, Si-H-Bindungen zu erzeugen, sinkt. Um dieses Ziel zu erreichen, bietet sich eine Anpassung der Abscheideparameter an. So wird z. B. in [ZTCC96] eine Erhöhung der UV-Transparenz mit steigendem Druck und geringerem Silan-Fluss beschrieben.

Zur Entwicklung der UV-transparenten Passivierung wurden verschiedene Variationen der Abscheideparameter in mehreren Durchgängen direkt nach der Abscheidung auf ihre UV-Transparenz, ihren Schichtstress und ihre Ätzrate in gepufferter HF-Säure (engl. buffered oxide etch, BOE) untersucht [Dam09]. Die Untersuchung der Ätzrate dient dabei einer ersten Beurteilung der Schutzwirkung, da sie relativ automatisiert im Fertigungsumfeld durchgeführt werden kann. Die Messung der UV-Transparenz erfolgte über die spektral-ellipsometrische Vermessung des komplexen Brechungsindex mit Hilfe eines Prometrix UV-1250SE des Herstellers Tencor. Dabei konnten die Zusammenhänge aus [ZTCC96] bestätigt werden. Durch eine Erhöhung des Drucks und einer Erhöhung der Stickstoff- und Ammoniak-Flüsse bei konstantem Silan-Fluss konnte eine Schicht mit stark verbesserter UV-Transparenz entwickelt werden, deren BOE-Ätzrate mit 7,6 nm/min nur geringfügig über der BOE-Ätzrate der Standard-Passivierung liegt (4 bis 7 nm/min). Diese leicht erhöhte BOE-Ätzrate zeigte in weiteren Untersuchungen der Schutzwirkung jedoch keine Nachteile. Durch eine Erhöhung der Plasmaleistung

konnte außerdem der Schichtstress nahezu konstant gehalten werden. Außerdem ist die Abscheiderate durch die höhere Plasmaleistung und die höheren Gas-Flüsse um ca. 25 % gestiegen.

Bei der spektralen Ellipsometrie wird das komplexe Verhältnis der Reflektionskoeffizienten für parallel und senkrecht polarisiertes Licht in Abhängigkeit der Wellenlänge gemessen. Das verwendete Ellipsometer misst dabei in einem Wellenlängenbereich von 250 bis 800 nm. An den Verlauf des so gemessenen Verhältnisses wird ein Modell angefitet. Das verwendete Ellipsometer nutzt dabei ein Modell, das aus Gleichungen zur Beschreibung der Bewegung von Elektronen in einem gedämpften Medium, unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes, abgeleitet wurde. Dieses Modell bedient sich dabei einer Vielzahl von Parametern, um eine möglichst genaue Anpassung an die gemessenen Werte zu erreichen.

Eine Darstellung des so gemessenen Extinktionskoeffizienten der Standard- und der entwickelten UV-transparenten Passivierung im Bereich zwischen 250 und 800 nm ist in Abb. 3.4 gezeigt. Generell zeigt sich eine deutliche Verringerung des Extinktionskoeffizienten, wobei im Rahmen der Messsicherheit kein Unterschied zwischen getemperten und ungetemperten Schichten gefunden wurde. Der Buckel im Extinktionskoeffizienten zwischen 260 und 300 nm kann auf einen Übergang von Zuständen aus Si-Si-Bindungen in die niedrigsten Zustände des Leitungsbandes zurückgeführt werden [MMMVY87], außerdem sind in diesem Bereich Übergänge in die von Si-H-Bindungen erzeugten Zustände möglich. Der leichte Anstieg des Extinktionskoeffizienten auf bis zu 0,002 über 350 nm entspricht in seiner Form und Lage der Absorption von amorphem Silizium [MMMVY87]. Möglicherweise ist dieser Buckel daher auf Übergänge innerhalb von reinen Si-Domänen zurückzuführen.

Die Ergebnisse der Vermessung des komplexen Brechungsindex sind in Anhang A eingetragen. Dort ist auch eine Änderung des Realteils des Brechungsindex sichtbar, der direkt die Reflektionsfaktoren beeinflusst und während der Produktion vor allem bei optischen Schichtdickenmessungen berücksichtigt werden muss.

Aus den gemessenen Extinktionskoeffizienten wurde die Transmission durch eine 750 nm dicke Schicht berechnet und mit dem entsprechenden Verlauf von Si_3N_4 in Abb. 3.5 eingetragen. Zu erkennen ist eine deutliche Verschiebung der Absorption zu kleineren Wellenlängen im Vergleich der UV-transparenten mit der Standard-Passivierung. Allerdings werden die Eigenschaften von Si_3N_4 dabei nicht ganz erreicht. Berücksichtigt man prozessbedingte Schwankungen der Schichtdicke von ± 100 nm, ergeben sich kaum Änderungen der Absorption.

Die Untersuchungen des komplexen Brechungsindex wurden mit freundlicher Unterstützung von Optotransmitter Umweltschutz Technologie e.V. durch spektral-ellipsometrische, Reflektions- und Transmissionsmessungen bestätigt. Die spektral-ellipsometrischen Messungen wurden im Bereich von 190 bis 2300 nm durchgeführt und durch einfachere Modelle, wie das Tauc-Lorentz-Modell, angefitet, die ausschließlich eine streng monotone Abhängigkeit des Brechungsindex und des Extinktionskoeffizienten ergeben

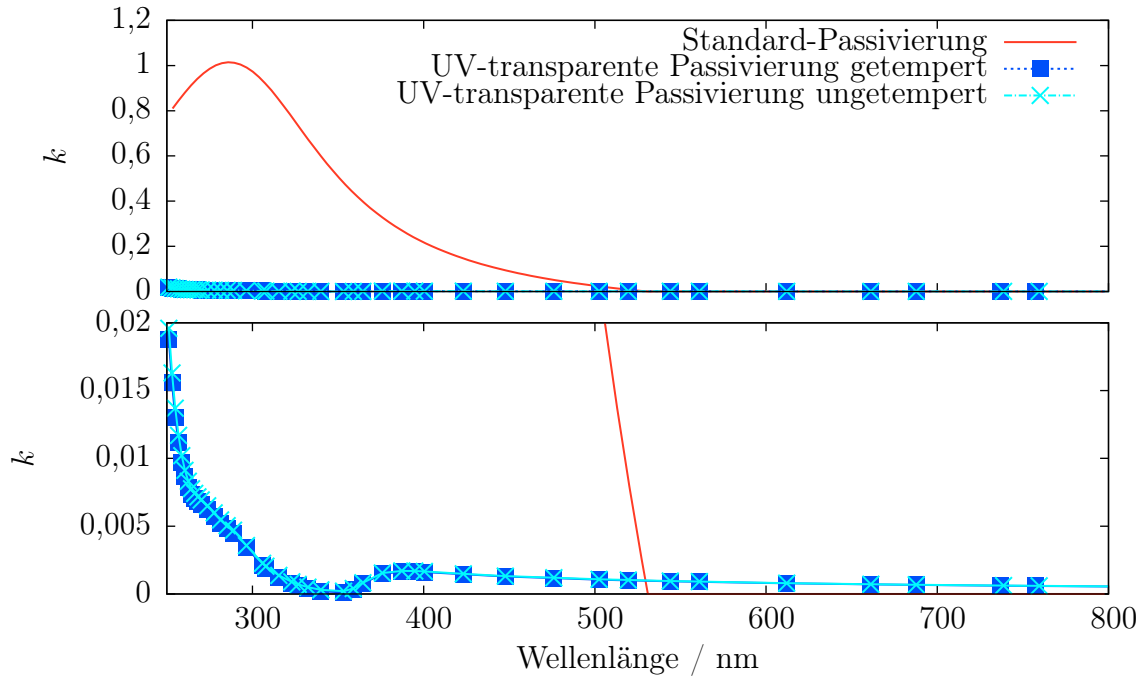


Abbildung 3.4.: Extinktionskoeffizient UV-transparente Passivierung. Dargestellt ist der Extinktionskoeffizient k der UV-transparenten Passivierung im Bereich zwischen 250 und 500 nm für eine getemperte und eine ungetemperte Schicht, im Vergleich zur Standard-Passivierung. Wegen der großen Unterschiede im Extinktionskoeffizienten ist unten eine andere Skalierung der Ordinate als oben dargestellt.

[GEJM96]. Dabei ergaben sich sowohl für den Brechungsindex als auch für den Extinktionskoeffizienten ähnliche Werte, wobei die genaue Form durch die unterschiedlichen Modelle nicht genau übereinstimmt. Im Speziellen erhält man bei diesem Modell kein lokales Maximum des Extinktionskoeffizienten bei ca. 400 nm. Im Bereich oberhalb von 800 nm ergaben sich, wie erwartet, keine signifikanten Änderungen des komplexen Brechungsindex. Daher wird in den folgenden Simulationen für den Bereich zwischen 800 und 1100 nm der komplexe Brechungsindex bei 800 nm verwendet.

Für die Transmissionsmessungen wurde eine freischwebende Membran der Passivierung aus einem Wafer präpariert und mit einem Zweistrahl-Photospektrometer Cary 5E des Herstellers Varian vermessen. Im Bereich zwischen 225 und 250 nm ergibt sich dabei ein weiterer rapider Abfall der Transmission. Unterhalb von 225 nm sinkt die Transmission auf weniger als 5 % ab (siehe Abb. 3.6).

Eine Simulation der Quanteneffizienz einer Photodiode mit der UV-transparenten Passivierung findet sich in Abb. 3.7 (oben), der Vergleich mit einer Messung in Abb. 3.7 (unten). Es zeigt sich eine Erweiterung des nutzbaren Spektralbereichs entsprechend der gesteigerten Transmission der Schicht im Vergleich zu Photodioden mit der Standard-Passivierung (vgl. Abb. 2.15 bzw. 2.16, unten). Außerdem ergibt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung der gemessenen mit der simulierten Empfindlichkeit.

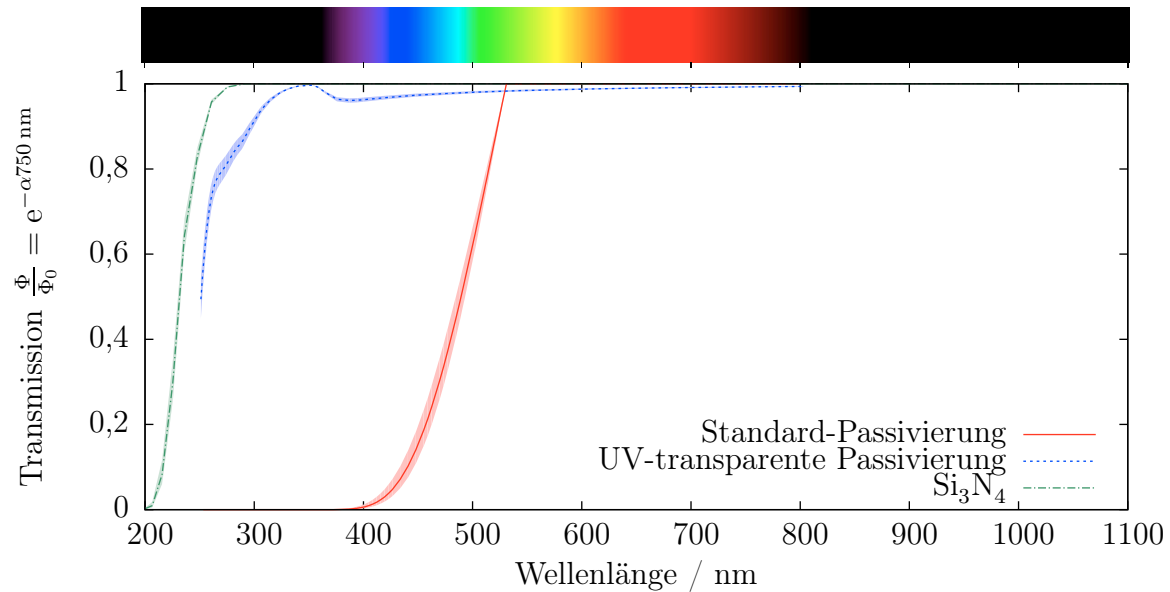


Abbildung 3.5.: Transmission durch Passivierung. Dargestellt ist die Transmission von elektromagnetischer Strahlung durch verschiedene 750 nm dicke Siliziumnitrid-Schichten, berechnet aus den Daten des Extinktionskoeffizienten. Der farbige Bereich um die zentrale Linie gilt dabei für eine Variation der Schichtdicke um ± 100 nm. Farbdarstellung nach [Ker07].

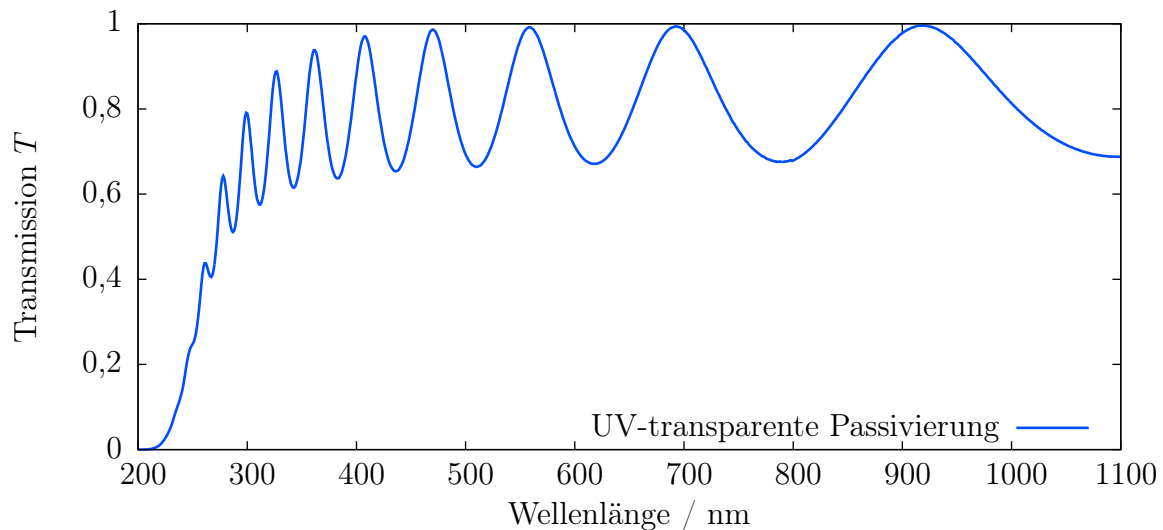


Abbildung 3.6.: Transmission durch freischwebende Membran der UV-transparenten Passivierung. Dargestellt ist die Messung der Transmission durch eine freischwebende Membran der UV-transparenten Passivierung. Die Oszillation der Transmission ist dabei auf Interferenzeffekte zurückzuführen. Die Messungen wurden durchgeführt von Optotransmitter Umweltschutz Technologie e.V.

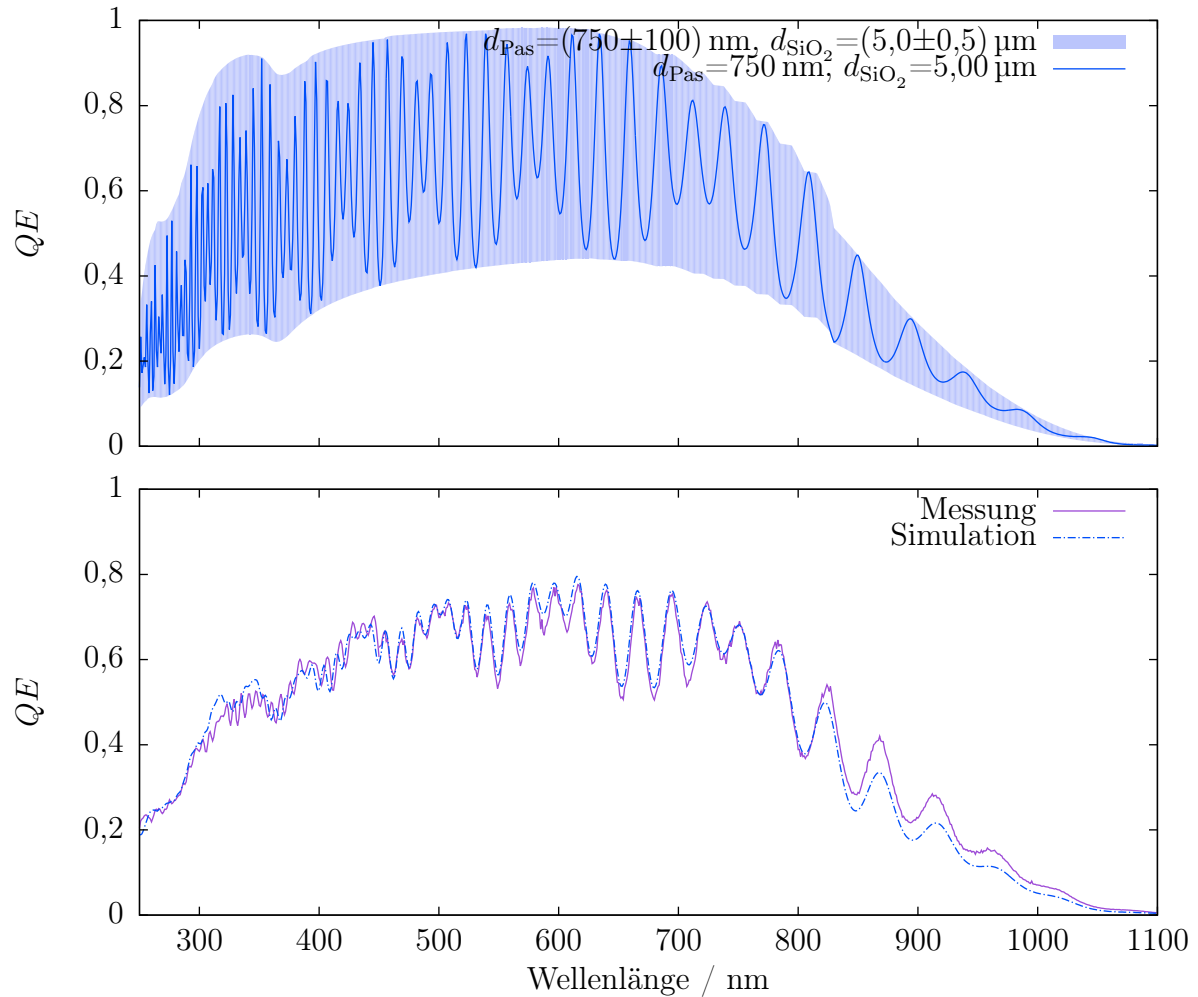


Abbildung 3.7.: Empfindlichkeit von Photodioden mit UV-transparenter Passivierung. Dargestellt ist eine Simulation der minimalen und maximalen QE einer Photodiode mit der UV-transparenten Passivierung, zusammen mit der QE entsprechend den mittleren Schichtdicken (oben) und ein Vergleich von Messungen und Simulationen der Quanteneffizienz von Photodioden mit der UV-transparenten Passivierung (unten), wobei das Spektrum des Messsystems aus Anhang B.3 berücksichtigt wurde.

Passivierung	N-H-Bindungen in 10^{21} cm^{-3}	Si-H-Bindungen in 10^{21} cm^{-3}	H-Anteil in 10^{21} cm^{-3}
Standard- (getempert)	$1,97 \pm 0,15$	$12,24 \pm 0,30$	$14,21 \pm 0,40$
UV-transparente (getempert)	$7,98 \pm 0,28$	$3,47 \pm 0,28$	$11,45 \pm 0,13$
UV-transparente (ungetempert)	$7,88 \pm 0,18$	$3,60 \pm 0,27$	$11,48 \pm 0,13$

Tabelle 3.1.: Bindungsverhältnisse und Wasserstoffanteil der verschiedenen Passivierungen. Dargestellt sind die Konzentrationen von N-H- und Si-H-Bindungen sowie der Anteil von Wasserstoffatomen in der Schicht für die Standard- und die UV-transparente Passivierung. Die Werte ergeben sich aus dem Mittelwert, die Unsicherheiten aus der Standardabweichung von 8 über den Wafer verteilten Messpunkten.

Zur Untersuchung der Stöchiometrie einer Schicht steht die energiedispersive Röntgenspektroskopie (engl. energy dispersive X-ray spectroscopy, EDX) zur Verfügung, bei der die Probe durch einen monoenergetischen Elektronenstrahl angeregt und die von den Atomen emittierte, charakteristische Röntgenstrahlung vermessen wird. Dabei kam als Detektor ein Freedom-Detektor (Typ: 606L-1FSS) des Herstellers Noran Instruments, Inc. zum Einsatz, der an ein Raster-Elektronen-Mikroskop (REM) vom Typ S-4700 des Herstellers Hitachi angeschlossen ist. Ebenfalls von dem Hersteller Noran Instruments Inc. ist die Analyse-Software zur Auswertung der aufgenommenen Spektren mit der Bezeichnung VANTAGE.

Diese Methode ist hauptsächlich zur Identifikation von Materialien bei REM-Untersuchungen gedacht und nicht zur Bestimmung der genauen Stöchiometrie. Daher wurde diese Messmethode über die Vermessung einer LPCVD-Siliziumnitrid-Probe kalibriert, bei der Werte von $1,28 \leq x \leq 1,46$ gefunden wurden. Mit entsprechend großen Unsicherheiten muss also auch bei der Bestimmung der Stöchiometrie der PECVD-Siliziumnitrid-Passivierungen gerechnet werden. Trotzdem ließ sich qualitativ eine deutliche Erhöhung des Stickstoffanteils von 0,65 bei der Standard-Passivierung auf 1,05 bei der UV-transparenten Passivierung messen. Eine signifikante Variation der Stöchiometrie über den Wafer oder eine unterschiedliche Stöchiometrie von getemperten und ungetemperten Passivierungen wurde im Rahmen der Messsicherheit nicht beobachtet.

Zur Untersuchung der Bindungsverhältnisse und des Wasserstoffanteils in der Schicht steht ein Fourier-Transformations-Infrarotspektrometer (FTIR-Spektrometer) vom Typ QS-2200 des Herstellers BIO-RAD (ACCENT) zur Verfügung. Zur Auswertung der Spektren dient die Software WIN-IR Pro des Herstellers Bio-Rad. Eine Übersicht über die gewonnenen Bindungsverhältnisse ist in Tab. 3.1 dargestellt. Es findet sich eine Zunahme der N-H-Bindungen sowie eine Abnahme der Si-H-Bindungen und des H-Anteils in der Schicht. Unterschiede zwischen getemperten und ungetemperten UV-transparenten Passivierungen konnten im Rahmen der Messsicherheit nicht festgestellt werden.

Die Untersuchungen des Extinktionskoeffizienten, der Stöchiometrie und der Wasserstoff-Bindungsverhältnissen werden seit der Entwicklung der Schicht regelmäßig wiederholt. Während der letzten zwei Jahre wurden dabei keine signifikanten Änderungen der Parameter beobachtet.

3.4. Charakterisierung

Ziel der Entwicklung der UV-transparenten Passivierung ist natürlich auch deren Einsatz bei der Produktion von Bildsensoren. Voraussetzung dafür ist der Nachweis der Schutzwirkung der Passivierung, da sich diese durch die geänderte Zusammensetzung geändert haben könnte. Außerdem sollte die UV-transparente Passivierung - außer der verbesserten UV-Transparenz - möglichst keine weiteren Einflüsse auf Bildsensoren haben.

Um die Schutzwirkung der Passivierung zu überprüfen, wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt, die im Folgenden dargestellt werden. Da die Standard-Passivierung gute Schutzeigenschaften bereits unter Beweis gestellt hat, werden sie meist im Vergleich zu dieser durchgeführt, um mögliche Schwachpunkte direkt erkennen zu können. Um die Schutzwirkung auch unter besonders rauen Umgebungsbedingungen zu untersuchen, wurden Proben in einer hoch beschleunigten Stress-Testkammer (engl. highly accelerated stress test chamber, HAST chamber) gelagert. Die Bezeichnung der verwendeten Kammer lautet EH211 M des Herstellers ESPEC. Die Bedingungen in der Testkammer entsprachen denen aus einem beschleunigten Feuchtigkeitswiderstandstest (accelerated moisture resistance, unbiased autoclave, JESD-22-A102-C). Dort wird eine Temperatur von 121 °C, eine relative Luftfeuchtigkeit von 100 % und ein Dampfdruck von 205 kPa vorgegeben. Da die dort geforderte Zeitdauer zwischen Stress und Messung von 48 h nicht eingehalten werden konnte, wird im Folgenden von einer HAST-Lagerung und nicht von einem beschleunigten Feuchtigkeitswiderstandstest gesprochen. Durch diese Lagerung werden Fehlermechanismen, wie die Delamination von Schichten, verstärkt.

Zur Charakterisierung der Schutzwirkung werden die Kantenbedeckung, die Dichtigkeit sowie elektrische Parameter untersucht. Die Dichtigkeit und die elektrischen Parameter werden dabei auch nach einer HAST-Lagerung untersucht. Die UV-Transparenz der Schicht wird zusätzlichen Untersuchungen unterzogen, um einen möglichen Einfluss einer HAST-Lagerung und einer UV-Bestrahlung auf die Transparenz zu charakterisieren. Zusätzlich wird untersucht, ob die UV-transparente Passivierung einen Einfluss auf elektrische Parameter, wie Schwellenspannungen oder den Dunkelstrom, hat.

3.4.1. Kantenbedeckung

Da die Oberfläche des Wafers vor der Abscheidung der Passivierung durch eine fehlende Planarisierung der vierten Metall-Lage eine Topographie aufweisen kann, ist eine entsprechende Kantenbedeckung zum Erhalt der Schutzwirkung notwendig. Um diese zu untersuchen, wurden drei verschiedene, besonders kritische Teststrukturen an einem Wafer in der Wafer-Mitte und am Wafer-Rand in REM-Querschnitten betrachtet. Dabei wurde kein Unterschied zwischen Standard- und UV-transparenter Passivierung festgestellt.

Exemplarisch ist ein Vergleich der Kantenbedeckung an der kritischsten Struktur für die Kantenbedeckung im Prozess in Abb. 3.8 dargestellt. Bei dieser Struktur handelt es sich um Via zwischen dritter und unplanarisierter, vierter Metall-Lage, genannt Via3, mit minimalem, lateralem Abstand der vierten Metall-Lage.

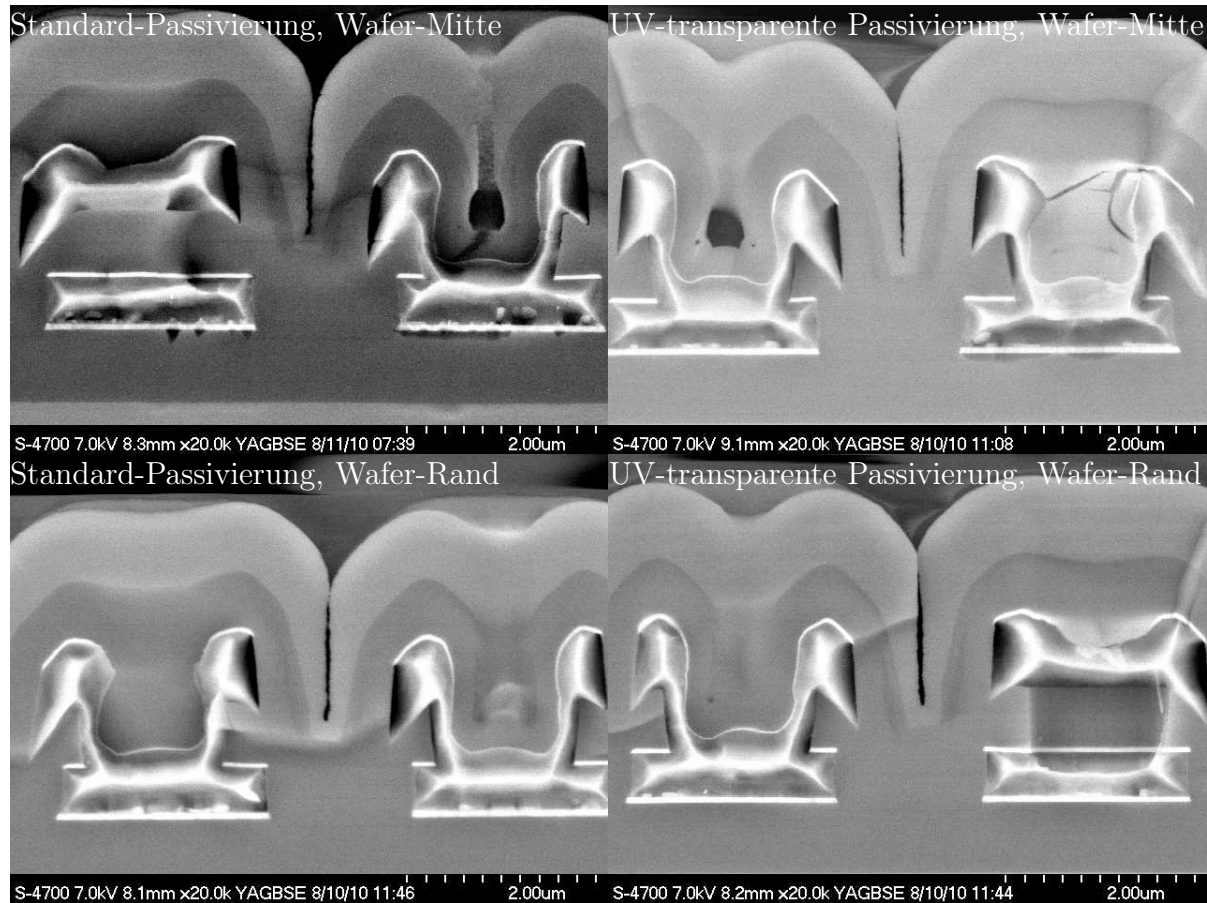


Abbildung 3.8.: Kantenbedeckung UV-transparente Passivierung. Dargestellt ist ein Vergleich der Kantenbedeckung der Standard-Passivierung (links) und der UV-transparenten Passivierung (rechts) anhand von übereinander liegenden MTL3- und MTL4-Bahnen mit Vias am Wafer-Rand (unten) und in der Wafer-Mitte (oben). Die MTL4-Bahnen überragen die MTL3-Bahnen dabei lateral um 80 nm, der Abstand der MTL4-Bahnen ist mit 1,4µm minimal, und es erfolgte keine Planarisierung der MTL4-Bahnen. Auffallend sind die teilweise nicht mit Siliziumnitrid beschichteten Innenräume der Vias. Der Raum zwischen den MTL4-Bahnen ist jedoch vollständig mit Siliziumnitrid beschichtet. Es ist kein Unterschied in der Kantenbedeckung zwischen Standard- und UV-transparenter Passivierung sichtbar. In den Bildern oben links und unten rechts wurde beim Brechen des Wafers das linke bzw. rechte Via nicht zentral getroffen.

3.4.2. Dichtigkeitstest

Um die Passivierung auf Schwachstellen in der Dichtigkeit zu überprüfen, wird ein sog. Dichtigkeitstest durchgeführt. Bei diesem wird ein Wafer für 4,5 min in eine gepufferte HF-Lösung (engl. buffered oxide etch, BOE) und für 5 min in 70 °C warmes Kaliumhydroxid (KOH) gelegt. Weist die Passivierung Schwachstellen auf, soätzt sich das BOE durch die Passivierung und das darunter liegende SiO₂ und legt so die Metall-Bahnen frei. Beim anschließenden Baden in KOH reagiert das KOH mit den Metall-Bahnen, was als Farbveränderung sichtbar wird. Diese Untersuchung wurde an vier Strukturen an einem Wafer eines Bildsensors in der Wafer-Mitte und am Wafer-Rand durchgeführt. Außerdem wurde sie nach einer HAST-Lagerung für 24 und 48 h durchgeführt. Bei diesen Untersuchungen wurde kein Nachteil der UV-transparenten Passivierung gegenüber der Standard-Passivierung festgestellt. Einzig die bereits bei der Kantenbedeckung betrachteten, besonders kritischen Via3-Strukturen weisen bei beiden Passivierungen Farbveränderungen auf. Exemplarisch sind Via3-Strukturen nach einer HAST-Lagerung für 48 h und einem anschließenden Dichtigkeitstest in Abb. 3.9 dargestellt.

3.4.3. Elektrische Parameter (nach HAST-Lagerung)

Bei der Produktion einer Charge wurden 8 Wafer mit der Standard- und ein Wafer mit der UV-transparenten Passivierung prozessiert. Beim anschließenden automatischen Parametertest und bei weiteren manuellen Messungen der Charge wurden Transistor-Schwellspannungen, Metall-Widerstände, Via-Widerstände, Durchbruchspannungen von Kondensatoren und Leckströme zwischen Metall-Bahnen untersucht. Alle Parameterunterschiede, die dabei gefunden wurden, lagen im Rahmen üblicher Wafer-zu-Wafer-Schwankungen. Bei einer gesonderten Untersuchung von den erwähnten Parametern an einem Wafer vor und nach einer HAST-Lagerung für 48 h bzw. 96 h wurden bei keinem Parameter Änderungen festgestellt. Exemplarisch sind die Ergebnisse der Schwellspannungsmessung eines nMOS-Transistors in Abb. 3.10 dargestellt.

3.4.4. Dunkelstrom

Ein weiterer wichtiger elektrischer Parameter ist der Dunkelstrom von Photodioden. Dieser ist üblicherweise sehr klein, weshalb große Photodioden zur direkten Messung benötigt werden. Vermessen wurden die Dunkelströme an jeweils 65 HV-n-Wannen-Photodioden eines Wafers mit Standard- und zwei Wafern mit UV-transparenter Passivierung (siehe Abb. 3.11). Die Größe der Dioden betrug dabei (300 µm)². Bei 3,3 V ergibt sich ein Dunkelstrom von (237 ± 20) fA für die Standard-Passivierung und (315 ± 18) fA bzw. (321 ± 24) fA für die UV-transparente Passivierung. Die absolute Differenz zwischen diesen beiden Werten beträgt lediglich 84 bzw. 78 fA, was jedoch einer relativen Erhöhung von 33 bzw. 36 % entspricht.

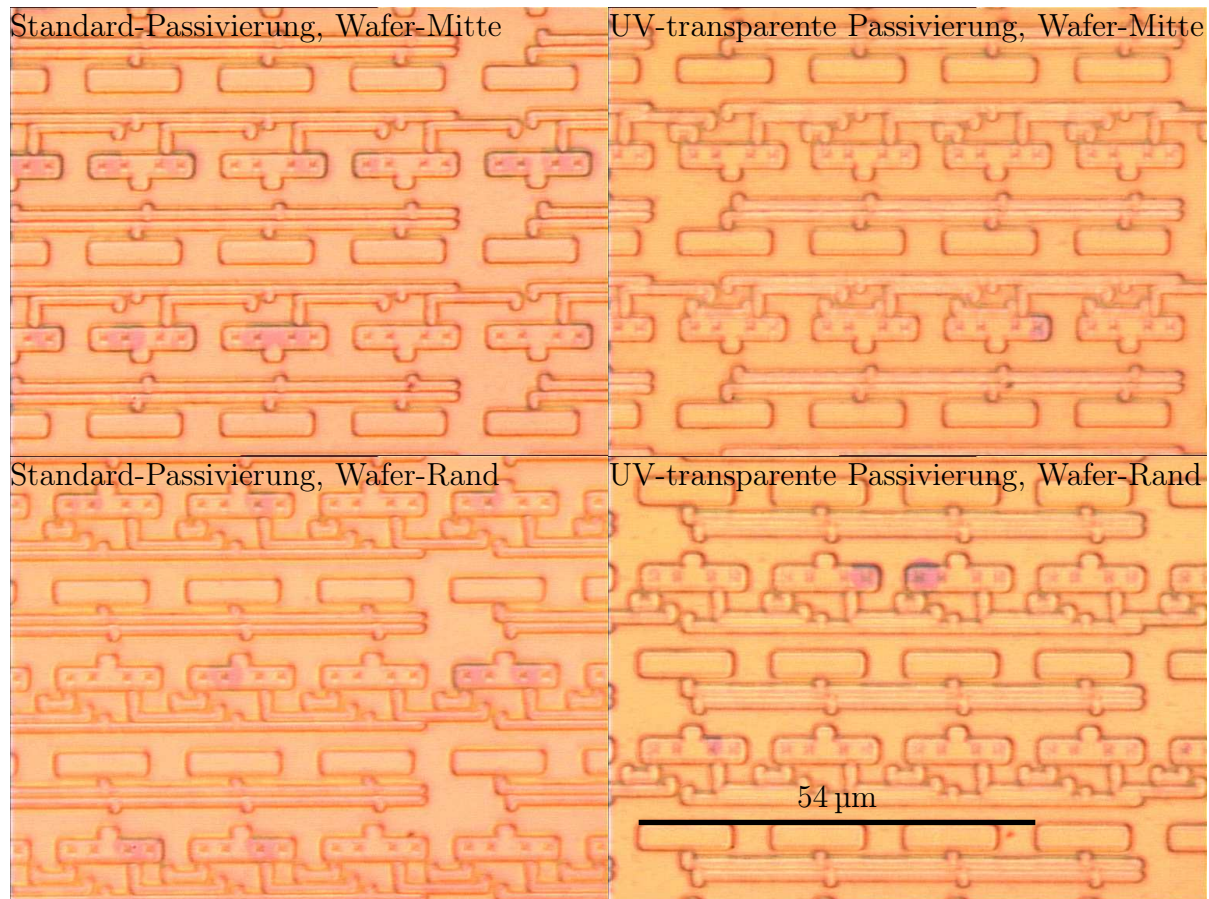


Abbildung 3.9.: Dichtigkeitstest an Passivierungen. Dargestellt sind Strukturen auf einem Test-Wafer eines Bildsensors mit der Standard-Passivierung (links) und der UV-transparenten Passivierung (rechts), aus der Wafer-Mitte (oben) bzw. dem Wafer-Rand (unten), die einer HAST-Lagerung für 48 h und einem anschließenden Dichtigkeitstest unterzogen wurden. Es ist kein Nachteil der UV-transparenten Passivierung im Vergleich zur Standard-Passivierung erkennbar. Einzig die bereits bei der Kantenbedeckung betrachteten, besonders kritischen Via3-Strukturen weisen Anätzungen auf.

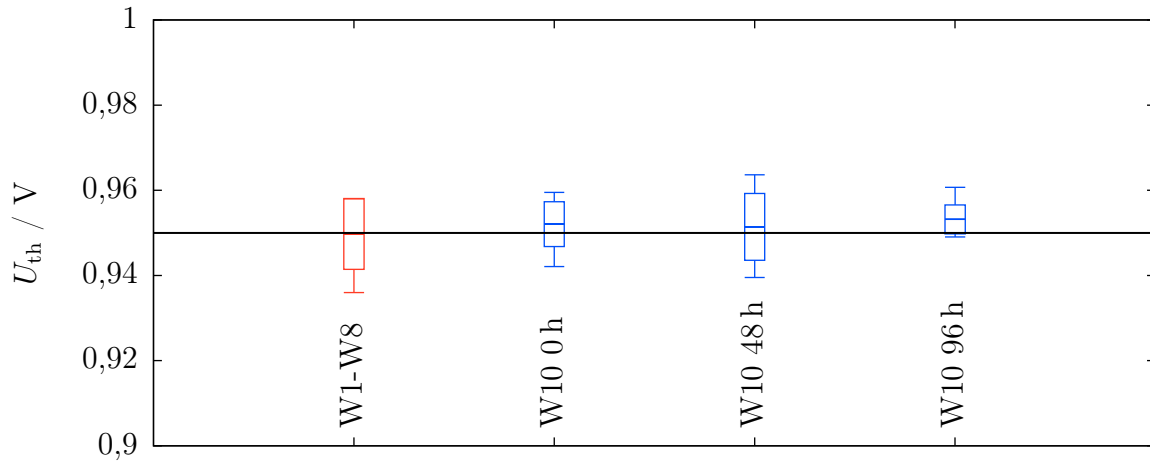


Abbildung 3.10.: Schwellspannung von nMOS-Transistoren. Dargestellt ist die Schwellspannung U_{th} von nMOS-Transistoren. Wafer 1 bis 8 (W1-8) wurden mit der Standard-Passivierung beschichtet, während Wafer 10 (W10) mit der UV-transparenten Passivierung beschichtet wurde und nach 0, 48 und 96 h Lagerung im HAST-Tester vermessen wurde. Dargestellt sind Mittelwert, Standardabweichung, Minimum und Maximum der vermessenen Daten. Die einzelnen Datenpunkte bei Wafer 1-8 sind dabei Wafer-Mittelwerte des automatischen Parametertests, während bei Wafer 10 manuelle Messungen einzelner Schwellspannungswerte dargestellt sind. Weiterhin eingezeichnet ist der Sollwert dieses Parameters.

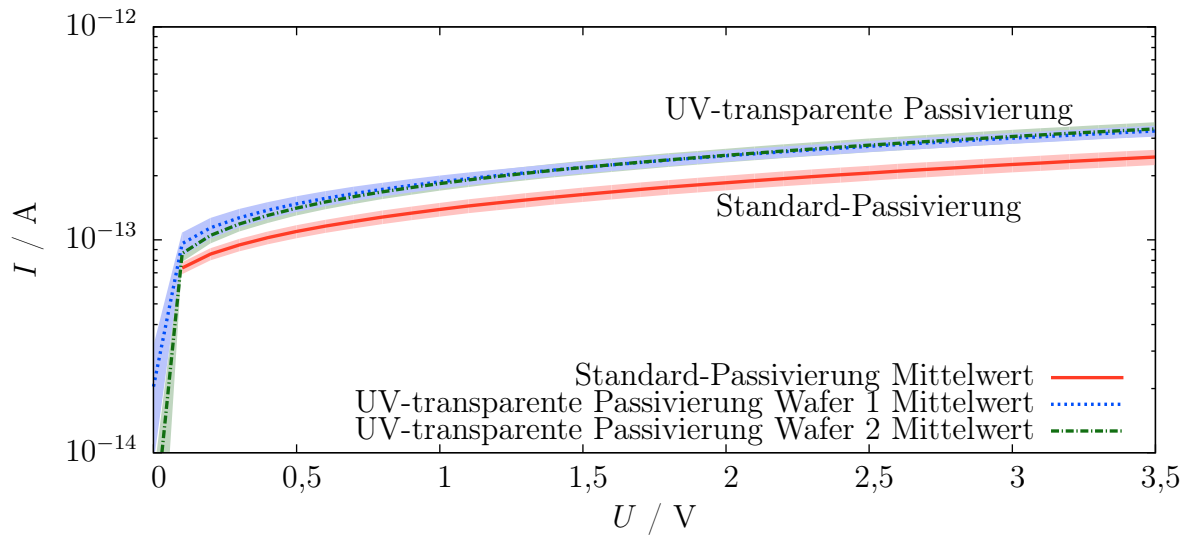


Abbildung 3.11.: Photodioden-Dunkelstrom. Dargestellt ist der Mittelwert und die Standardabweichung des Dunkelstroms aus der Vermessung von 65 HV-n-Wannen-Photodioden auf einem Wafer mit der Standard-Passivierung und zwei Wafern mit der UV-transparenten Passivierung. Die Größe der Dioden beträgt $(300\mu\text{m})^2$. Über 0,5 V lässt sich der Dunkelstrom der beiden Wafer mit UV-transparenter Passivierung in der Grafik nicht trennen.

Ob diese Abweichung auf die UV-transparente Passivierung zurückzuführen ist, kann wegen der geringen Anzahl an Wafern mit der Standard-Passivierung nicht abschließend bestimmt werden. Mögliche Ursachen für eine Erhöhung des Dunkelstroms können der leicht geänderte Schichtstress oder ein veränderter Einfluss von Wasserstoff auf die Si-SiO₂-Grenzschicht sein [RBM07]. Allerdings könnten die Abweichungen auch auf geringfügige Prozessvariationen oder leichte Unterschiede in den Umgebungsbedingungen bei der Messung zurückzuführen sein. Außerdem ist zu beachten, dass die hier vermessenen HV-n-Wannen-Photodioden nicht in Bildsensoren eingesetzt werden. Die dort eingesetzten Photodioden weisen durch eine zusätzliche p-Dotierung an der Oberfläche einen wesentlich geringeren Dunkelstrom auf, der selbst bei einer Größe von $(300\text{ }\mu\text{m})^2$ nur schwer messbar ist. Zusätzlich müssen beim Dunkelstrom von Bildsensoren die genaue Form der Photodiode und die Leckströme der umgebenden Schaltung berücksichtigt werden. Ob auch bei einem Bildsensor eine signifikante Erhöhung des Dunkelstroms durch die UV-transparente Passivierung auftritt, muss daher in anwendungsspezifischen Untersuchungen überprüft werden.

3.4.5. UV-Transparenz nach HAST-Lagerung

Um zu ermitteln, ob die UV-transparente Passivierung nach einer HAST-Lagerung ihre Transparenz verändert, wurde die QE von acht HV-n-Wannen-Photodioden vor und nach einer HAST-Lagerung für 48 h im Bereich zwischen 250 und 1100 nm vermessen. Dabei wurde im Rahmen der Messsicherheit kein Unterschied festgestellt. Dieser Umstand ist exemplarisch in Abb. 3.12 anhand einer der vermessenen Photodioden dargestellt.

3.4.6. UV-Transparenz nach UV-Bestrahlung

Für den Betrieb von Bildsensoren für den UV-Bereich des Spektrums ist auch ein möglicher Alterungseinfluss der UV-Strahlung auf die Transparenz der Passivierung wichtig. Um diesen Einfluss zu untersuchen, wurde die QE von acht HV-n-Wannen-Photodioden vor und nach einer UV-Bestrahlung im Bereich zwischen 250 und 450 nm untersucht. Die Bestrahlung wurde mit freundlicher Unterstützung der First Sensor AG durchgeführt und umfasste die Bestrahlung der Photodioden mit einer Wellenlänge von 254 nm aus einer Quecksilber-Dampflampe mit einer Intensität von 4 mW/cm^2 für 50 h. Exemplarisch sind die Ergebnisse der QE -Messungen an einer Photodiode in Abb. 3.13 dargestellt.

Der Bereich der Änderungen erstreckt sich dabei vor allem auf Wellenlängen zwischen 250 und 425 nm. Im sichtbaren Bereich wurden stichprobenhaft Vergleiche der QE von bestrahlten und unbestrahlten Photodioden durchgeführt, die keine Änderung erkennen ließen. Insgesamt ergibt sich eine Änderung der Quanteneffizienz von $-0,034 \pm 0,003$ entsprechend einer relativen Änderung von $(-8,6 \pm 0,6)\%$. Ursache für die erhöhte Absorption sind wahrscheinlich offene Bindungen, die durch die UV-Bestrahlung entstehen, da nur diese über den beobachteten Wellenlängenbereich zu einer Absorption führen. Möglich ist jedoch auch eine Kontamination der Oberfläche mit einem absorbierenden

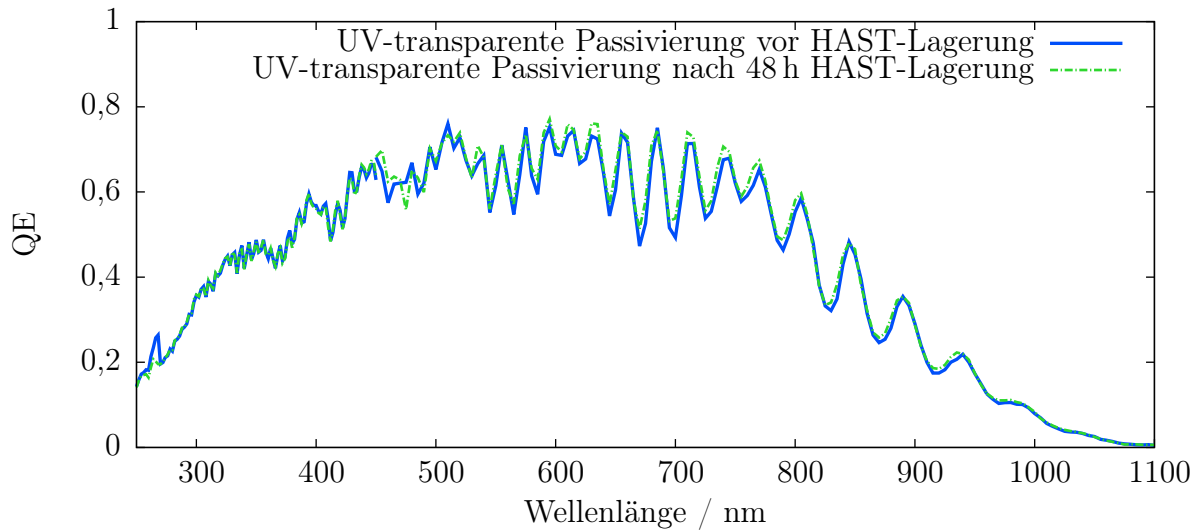


Abbildung 3.12.: UV-Transparenz nach HAST-Lagerung. Dargestellt ist die Quanteneffizienz QE einer HV-n-Wannen-Photodiode vor und nach einer HAST-Lagerung für 48 h. Geringfügige Abweichungen im Anschlussbereich der beiden Messstände um 450 nm resultieren aus der in diesem Bereich sehr niedrigen Bestrahlungsstärke und damit verbundenen hohen Messunsicherheit.

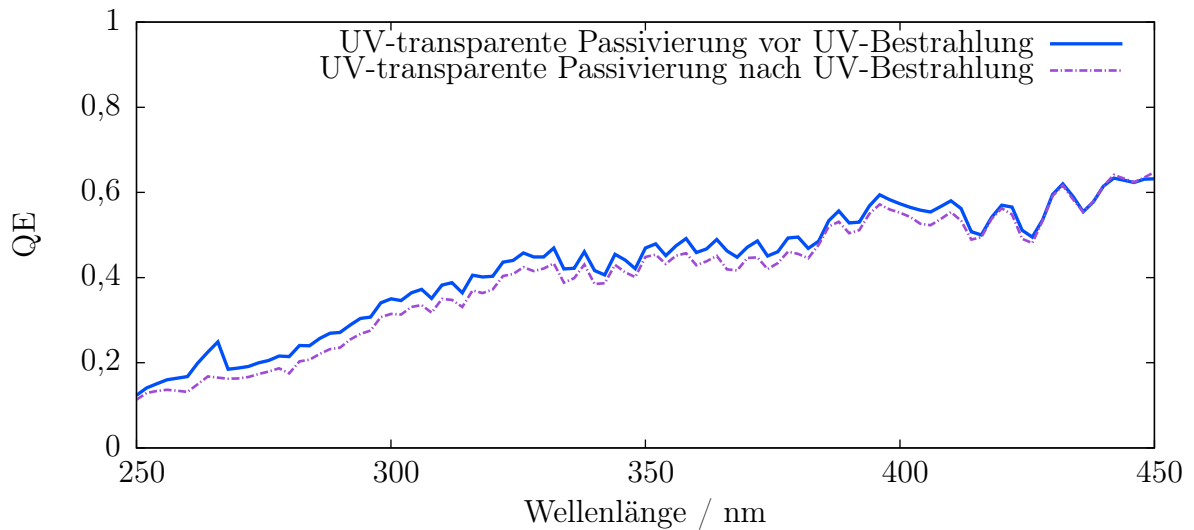


Abbildung 3.13.: UV-Transparenz nach UV-Bestrahlung. Dargestellt ist die QE einer HV-n-Wannen-Photodiode vor und nach einer UV-Bestrahlung. Der Unterschied beträgt $-0,026 \pm 0,015$ bzw. $(-7,1 \pm 5,5) \%$.

Material. Für die Beurteilung der Signifikanz für eine bestimmte Anwendung sind spezifische Untersuchungen mit der in dieser Anwendung wichtigen Wellenlänge, Dosisleistung und Dosis durchzuführen.

3.5. Zusammenfassung UV-transparente Passivierung

Durch eine Anpassung der Abscheideparameter konnte der Extinktionskoeffizient einer Siliziumnitrid-Passivierung im Bereich zwischen 250 und 500 nm deutlich verringert werden. Das Maximum des Extinktionskoeffizienten konnte in diesem Wellenlängenbereich von 1,014 auf 0,019 reduziert werden. Ursache für diese Verbesserung sind eine Erhöhung des Stickstoffanteils in der Schicht und die damit verbundene Vergrößerung der Bandlücke und Verringerung der Anzahl der Si-H-Bindungen. Durch diese Verringerung des Extinktionskoeffizienten konnte die Empfindlichkeit von Photodioden im Wellenlängenbereich zwischen 250 und 500 nm stark verbessert werden.

Diese neu entwickelte UV-transparente Passivierung wurde verschiedenen Untersuchungen unterzogen, in denen keine Verschlechterung der Schutzwirkung im Vergleich zur Standard-Passivierung festgestellt wurde. Auch bei den meisten elektrischen Parametern konnte kein Einfluss der UV-transparenten Passivierung gefunden werden. Einzig beim Dunkelstrom von Photodioden wurde eine Erhöhung gemessen, die in anwendungsnahen Untersuchungen einzeln überprüft werden muss.

Nach einer Lagerung unter besonders rauen Umgebungsbedingungen bei einer Temperatur von 121 °C, einer relativen Luftfeuchtigkeit von 100 % und einem Dampfdruck von 205 kPa konnte keine Verschlechterung der Schutzwirkung, der elektrischen Parameter oder der Transparenz festgestellt werden. Nach einer Bestrahlung von Photodioden mit einer Wellenlänge von 254 nm aus einer Quecksilber-Dampflampe mit einer Intensität von 4 mW/cm² für 50 h zeigte sich jedoch eine Verringerung der Empfindlichkeit von $(-8,6 \pm 0,6) \%$ im Wellenlängenbereich zwischen 250 und 425 nm.

Die entwickelte UV-transparente Passivierung ermöglicht nicht nur die Herstellung von Bildsensoren mit einer verbesserten Empfindlichkeit im blauen und violetten Teil des Spektrums, sondern auch die Herstellung von Bildsensoren für Wellenlängen bis hinunter in den fernen UV-Bereich (ca. 250 nm). Bildsensoren für diesen Wellenlängenbereich sind vor allem für spektroskopische Anwendungen von Interesse, bei denen interessante Spektrallinien in diesem Teil des Spektrums liegen.

KAPITEL 4

DIE STUFENÄTZUNG

In Abschnitt 2.4 wurden die theoretischen Grundlagen der Transmission von elektromagnetischer Strahlung durch das Back-End-of-Line beschrieben. Durch Interferenzeffekte oszilliert die Intensität der Strahlung, die in das Substrat transmittiert wird. Die Amplitude der Oszillation wird durch die Brechungsindizes der einzelnen Schichten bestimmt. Die Periode ist abhängig von der Phasendifferenz der Teilwellen, die an den verschiedenen Grenzschichten im Back-End-of-Line transmittiert bzw. reflektiert werden. Die Phasendifferenz ist unter anderem abhängig von den Dicken der einzelnen Schichten, die ihrerseits prozessbedingten Schwankungen unterworfen sind, was sich direkt auf die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen auswirkt. Die dadurch hervorgerufene Schwankung der Quanteneffizienz ist für viele Anwendungsgebiete unerwünscht und muss oft durch eine Kalibrierung an jedem Chip ausgeglichen werden.

Das Konzept, das in diesem Kapitel behandelt werden soll, hat das Ziel, die Oszillationen der Empfindlichkeit von optischen Bauelementen zu minimieren. Dazu werden in einem optischen Bauelement mehrere Bereiche mit unterschiedlichen optischen Weglängen vereint. Die Anzahl der verschiedenen optischen Weglängen wird im Folgenden Stufen genannt. In dieser Notation hat eine herkömmliche Photodiode mit konstanten Schichtdicken im photoaktiven Gebiet eine Stufe.

Die Empfindlichkeit eines optischen Bauelements mit mehreren Stufen ergibt sich aus der Überlagerung der Empfindlichkeiten der einzelnen Stufen. Im Stadium der ersten Überlegungen zu diesem Thema sollten die einzelnen Weglängenunterschiede durch Ätzungen erzeugt werden. Aus diesem Grund hat sich die Bezeichnung Stufenätzung für dieses Konzept erhalten, auch wenn eine die Herstellung der Stufen nicht über Ätzungen, sondern über andere Prozesse erfolgt.

Im Rahmen der Stufenätzung werden folgende Parameter zur Beschreibung des optischen Stapels genutzt:

- S bezeichnet eine Schicht (SiO_2 oder Pas für die Siliziumnitrid-Passivierung).
- d_S bezeichnet die Schichtdicke der Schicht S .
- μ_S bezeichnet die mittlere Schichtdicke der Schicht S .
- σ_S bezeichnet die Standardabweichung der Schichtdicke der Schicht S .
- m_S bezeichnet die Anzahl der Stufen in der Schicht S . Sind alle $m_S = 1$ ergibt sich eine herkömmliche Photodiode ohne zusätzliche Stufen.
- δ_S bezeichnet den Schichtdickenunterschied zwischen zwei Stufen der Schicht S , wobei die dickste Stufe einen Wert von d_S hat und die folgenden Stufen um jeweils δ_S dünner sind.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst die Einflüsse von Wellenlängen- und Schichtdickenschwankungen auf die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen ohne zusätzliche Stufen genauer betrachtet, um anschließend den Einfluss einer Überlagerung von mehreren Stufen zu untersuchen. Die Flächenanteile einer Stufe an der Gesamtfläche sind dabei, soweit nicht anders angegeben, gleichmäßig auf alle Stufen verteilt. Eine

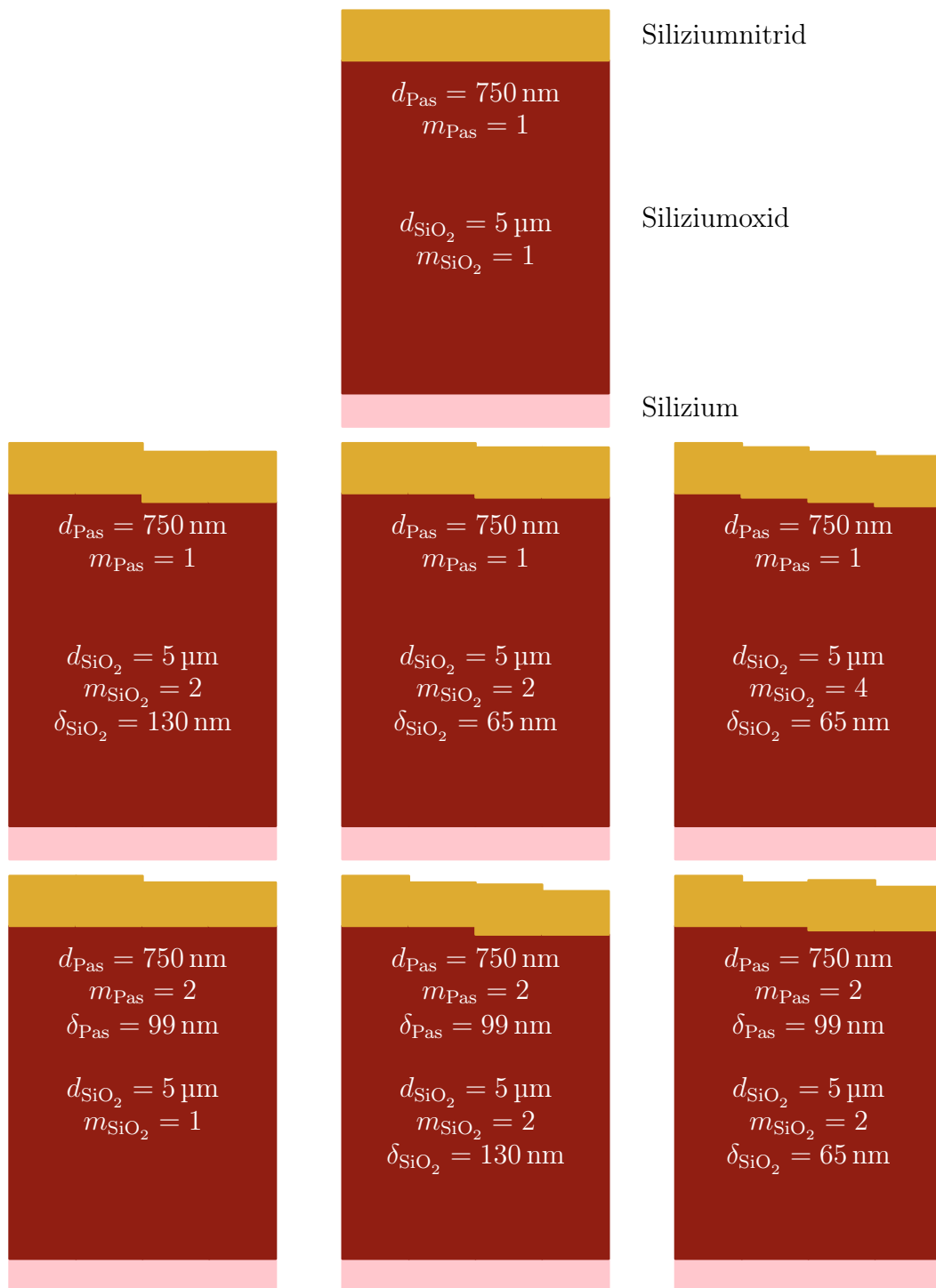


Abbildung 4.1.: Übersicht über untersuchte optische Stapel bei der Stufenätzung. Dargestellt sind die verschiedenen Schichtstapel, die für den Einsatz bei der Stufenätzung untersucht wurden.

Übersicht über die untersuchten Stufenkombinationen ist in Abb. 4.1 dargestellt, sie umfassen Photodioden mit zwei und vier SiO_2 -Stufen, mit zwei Stufen in der Siliziumnitrid-Passivierung und Photodioden mit einer Kombination aus zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht und zwei Stufen in der Siliziumnitrid-Passivierung.

Zur Erzeugung der Schichtdickenunterschiede können neben Ätzungen auch andere Prozesse genutzt werden. So wird die lokale Oxidation des Siliziums zur Erzeugung von Teststrukturen genutzt, deren Charakterisierung nach den theoretischen Untersuchungen dargestellt wird. Abschließend werden eine kurze Untersuchung des Dunkelstroms von Teststrukturen und der Einfluss der lateralen Stufenverteilung besonders unter Berücksichtigung von schrägem Lichteinfall diskutiert.

Für den Einsatz der Stufenätzung in einem Bildsensor hängt die Anzahl der Stufen, die in ein optischen Bauelement integriert werden können, von der genauen Geometrie des Pixels und des zur Erzeugung der Stufen verwendeten Prozesses ab.

Da in diesem Kapitel optische Bauelemente mit Siliziumnitrid-Passivierung behandelt werden, wird ausschließlich der Wellenlängenbereich zwischen 250 und 1100 nm betrachtet und ausschließlich die UV-transparente Passivierung eingesetzt. Die Simulationen, die in diesem Kapitel durchgeführt werden, basieren auf den in Kapitel D.3 beschriebenen Routinen. Dabei wurden verschiedene Methoden implementiert, die auf die Behandlung von Schichtdickenschwankungen, deren Einfluss auf die Empfindlichkeit und die Behandlung von optischen Bauelementen mit mehreren Stufen im optischen Stapel optimiert sind, und so eine einfache Behandlung ermöglichen. Soweit nicht anders angegeben, werden die Simulationen für monochromatisches Licht und senkrechten Einfall durchgeführt. Die Schrittweite der Wellenlänge bei den Simulationen beträgt 1 nm.

4.1. Motivation

Betrachtet man die Quanteneffizienz von optischen Bauelementen für monochromatisches Licht und senkrechten Einfall im Hinblick auf Back-End-of-Line-Prozesse, so müssen drei Parameter berücksichtigt werden: die Wellenlänge λ sowie die Schichtdicken der SiO_2 -Schicht und der Passivierung d_{SiO_2} und d_{Pas} .

In Abb. 4.2 ist die Quanteneffizienz für zwei Photodioden mit unterschiedlichen Dicken der SiO_2 -Schicht d_{SiO_2} dargestellt, wobei der Unterschied 130 nm beträgt. Der Schichtdickenunterschied von 130 nm wurde dabei im Hinblick auf die spätere Prozessierung der Teststruktur gewählt. Zu erkennen ist eine starke Variation der Quanteneffizienz für Änderungen der Wellenlänge und für eine feste Wellenlänge bei einer Änderung der SiO_2 -Schichtdicke. Für bestimmte Wellenlängen wird durch den Schichtdickenunterschied eine Phasendifferenz von genau 180° erzeugt, allerdings verlaufen die Oszillationen auch in einem gewissen Bereich um diese Wellenlängen nahezu vollständig gegenphasig. Die entsprechende Wellenlänge beträgt in diesem Fall 756 nm. Typische Wellenlängen von Laserdioden in diesem Bereich liegen z. B. bei 690 oder 780 nm.

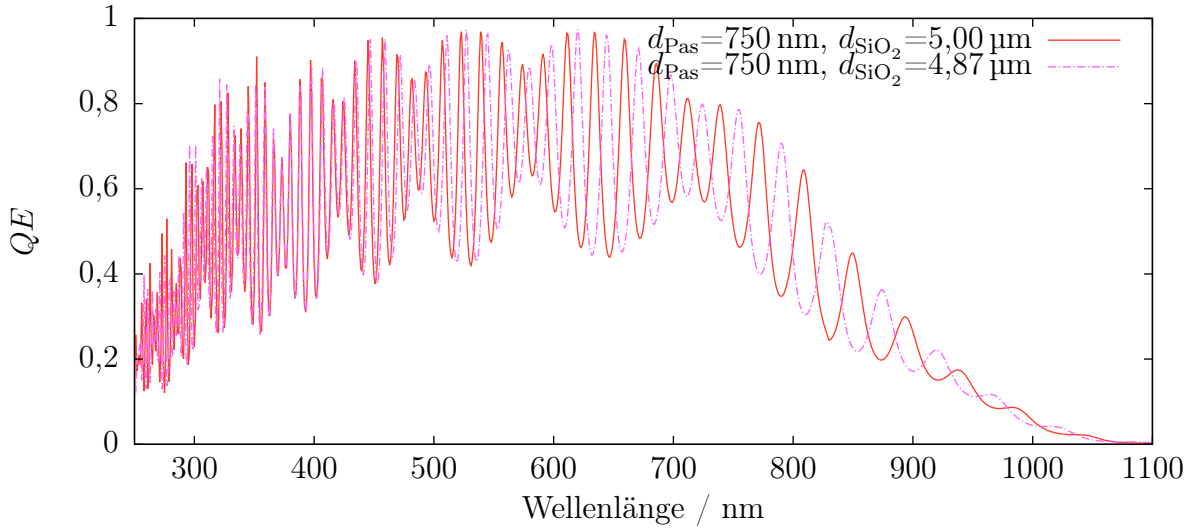


Abbildung 4.2.: Quanteneffizienz von Photodioden mit einer einzelnen SiO_2 -Schichtdicke. Dargestellt ist eine Simulation von zwei Photodioden mit verschiedenen Dicken der SiO_2 -Schicht d_{SiO_2} . Zu erkennen ist eine starke Variation der QE in Abhängigkeit von der Wellenlänge und für eine feste Wellenlänge bei einer Änderung der SiO_2 -Schichtdicke.

Um den gesamten möglichen Einfluss von Schichtdickenschwankungen auf die Quanteneffizienz zu bestimmen, werden Simulationen der Quanteneffizienz für verschiedene Kombinationen der Schichtdicke der Siliziumnitrid-Passivierung und SiO_2 -Schicht, genannt $QE(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}})$, durchgeführt, die innerhalb der durch den Prozess erlaubten Schwankungen liegen. Hier wird für die Dicke der SiO_2 -Schicht eine mögliche Schwankung von $0,5 \mu\text{m}$ und für die Dicke der Passivierung eine mögliche Schwankung von 100 nm angenommen: $d_{\text{SiO}_2} = (5,0 \pm 0,5) \mu\text{m}$ bzw. $d_{\text{Pas}} = (750 \pm 100) \text{ nm}$. Die Simulation der Schichtdickenschwankungen umfasst bei dieser und, soweit nicht anders angegeben, allen weiteren Simulationen in dieser Arbeit jeweils 201 Zwischenwerte der Schichtdicken. Die Quanteneffizienz in Abhängigkeit dieser Schwankungen für eine Wellenlänge von 756 nm ist in Abb. 4.3 (unten) dargestellt.

Es zeigt sich eine Oszillation der QE in Abhängigkeit von der Dicke der SiO_2 -Schicht mit einer Periode von $\frac{\lambda}{2n} = 260 \text{ nm}$ und eine Oszillation der QE in Abhängigkeit von der Dicke der Passivierung mit einer Periode von 198 nm . Der Wert der Quanteneffizienz schwankt dabei zwischen einem minimalen Wert QE_{min} von $0,38$ für eine Schichtdickenkombination aus $d_{\text{SiO}_2} = 4550 \text{ nm}$ und $d_{\text{Pas}} = 691 \text{ nm}$ und einem maximalen Wert der Quanteneffizienz QE_{max} von $0,81$ für eine Schichtdickenkombination aus $d_{\text{SiO}_2} = 4680 \text{ nm}$ und $d_{\text{Pas}} = 690 \text{ nm}$. Für Schichtdickenkombinationen, die sich um eine Oszillationsperiode unterscheiden, ergeben sich bei dieser Wellenlänge nahezu identische Werte. Bei kleineren Wellenlängen muss auch die Absorption der Passivierung berücksichtigt werden, wodurch sich die QE auch bei Schichtdickenunterschieden ändert, die einer Oszillationsperiode entsprechen.

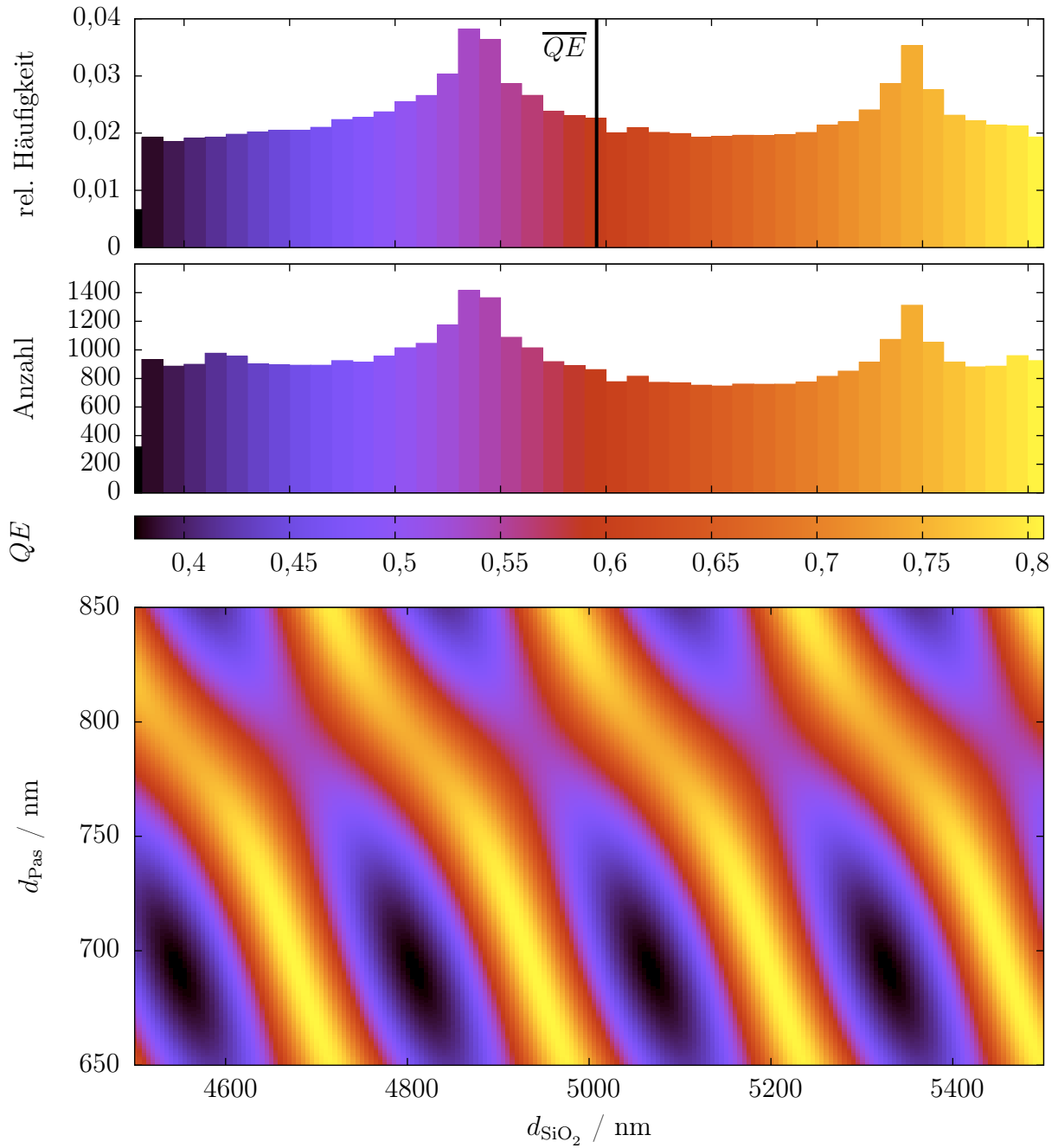


Abbildung 4.3.: Schichtdickenabhängigkeit der Quanteneffizienz einer Photodiode mit konstanten Schichtdicken ($\lambda = 756 \text{ nm}$). Dargestellt ist eine Simulation der Quanteneffizienz QE einer Photodiode mit einer SiO_2 - und Siliziumnitrid-Schichtdicke. Unten ist die QE farbkodiert für die angegebenen Schichtdicken der SiO_2 - und Siliziumnitrid-Schicht d_{SiO_2} bzw. d_{Pas} dargestellt. In der Mitte ist die Verteilung der QE aus dieser Simulation dargestellt. Oben ist die Häufigkeitsverteilung der QE , für eine Häufigkeitsverteilung der Schichtdickenkombinationen entsprechend Gl. 4.1.3, dargestellt. QE_{max} beträgt 0,81, QE_{min} beträgt 0,38. Zusätzlich wird die durchschnittliche Quanteneffizienz \overline{QE} entsprechend Gl. 4.1.4 gezeigt.

Aus QE_{\min} und QE_{\max} lässt sich der maximal mögliche Einfluss von Schichtdickenschwankungen ΔQE definieren als:

$$\Delta QE(\lambda) = \frac{QE_{\max}(\lambda) - QE_{\min}(\lambda)}{QE_{\min}(\lambda)} \quad (4.1.1)$$

$$\Delta QE(\lambda = 756 \text{ nm}) = 1,14. \quad (4.1.2)$$

Für die angegebene Wellenlänge kann die Quanteneffizienz von einzelnen Photodioden also in Abhängigkeit von Schichtdickenschwankungen maximal um einen Faktor 2,14 höher liegen als die von anderen.

In Abb. 4.3 (Mitte) ist ein Histogramm der Quanteneffizienz bei verschiedenen Schichtdickenkombinationen dargestellt. Wegen der Form der Oszillationen und aufgrund der Tatsache, dass die betrachteten Schichtdickenschwankungen größer als die Oszillationsperiode sind, ergibt sich eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Quanteneffizienz mit nur leichten Erhöhungen für bestimmte Werte. Das Histogramm wurde dabei mit einer Schrittweite von 0,01 berechnet. Da die minimale Quanteneffizienz bei 0,377 liegt und der Bereich bis zum nächsten Abschnitt bei 0,38 damit kleiner als 0,01 ist, sind in diesem ersten Abschnitt entsprechend weniger Werte zu finden.

Zur Bestimmung der durchschnittlichen Quanteneffizienz muss die Quanteneffizienz in Abhängigkeit von Schichtdickenkombinationen und die Häufigkeit der Schichtdickenkombinationen selbst betrachtet werden. Je nachdem, ob die durchschnittliche Quanteneffizienz für Photodioden auf dem gleichen Wafer, für Photodioden auf verschiedenen Wafern einer Charge oder für Photodioden auf verschiedenen Chargen betrachtet werden sollen, ergeben sich unterschiedliche Häufigkeitsverteilungen der Schichtdickenkombinationen.

Hier wird eine unkorrelierte Gauß-Verteilung der beiden Schichtdicken um einen Mittelwert von $\mu_{\text{SiO}_2} = 5 \mu\text{m}$ und $\mu_{\text{Pas}} = 750 \text{ nm}$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\text{SiO}_2} = 0,25 \mu\text{m}$ und $\sigma_{\text{Pas}} = 50 \text{ nm}$ angenommen, die einer typischen Schichtdickenverteilung auf Wafern verschiedener Chargen entspricht. Für die relative Häufigkeit $H(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}})$ einer Schichtdickenkombination aus d_{SiO_2} und d_{Pas} ergibt sich:

$$H(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}}) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\text{SiO}_2}\sigma_{\text{Pas}}\beta} e^{-\frac{1}{2}\left(\left(\frac{d_{\text{SiO}_2}-\mu_{\text{SiO}_2}}{\sigma_{\text{SiO}_2}}\right)^2 + \left(\frac{d_{\text{Pas}}-\mu_{\text{Pas}}}{\sigma_{\text{Pas}}}\right)^2\right)}, \quad (4.1.3)$$

wobei β ein Normierungsfaktor für den Einsatz in einer numerischen Betrachtung ist, welcher der Summe aller Häufigkeiten entspricht und damit die Summe über alle Häufigkeiten auf 1 normiert. Dies spiegelt auch den Umstand wider, dass Schichtdicken außerhalb der Prozessspezifikationen nicht berücksichtigt werden müssen. Eine Darstellung der relativen Häufigkeiten der einzelnen Schichtdickenkombinationen findet sich in Abb. 4.4.

Um zu überprüfen, ob die Stufenätzung einen Einfluss auf die durchschnittliche Quanteneffizienz eines optischen Bauelements hat, wird eine neue Größe \overline{QE} eingeführt. Durch eine punktweise Multiplikation von $H(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}})$ mit $QE(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}})$ und anschließender

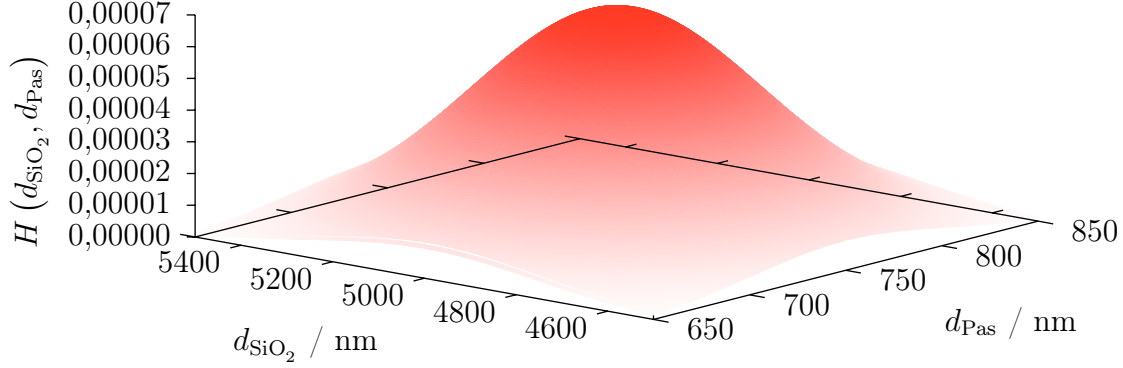


Abbildung 4.4.: Häufigkeitsverteilung von Schichtdickenkombinationen. Dargestellt ist eine Übersicht der relativen Häufigkeit von Schichtdickenkombinationen $H(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}})$ nach Gl. 4.1.3. Zur besseren Darstellung wurden die Werte dabei auch farblich kodiert.

Summierung über die einzelnen Schichtdicken, ergibt sich die durchschnittliche Quanteneffizienz \overline{QE} unter Berücksichtigung der Häufigkeitsverteilung der Schichtdicken:

$$\overline{QE} = \sum_{d_{\text{SiO}_2}=4,5 \mu\text{m}}^{d_{\text{SiO}_2}=5,5 \mu\text{m}} \sum_{d_{\text{Pas}}=650 \text{ nm}}^{d_{\text{Pas}}=850 \text{ nm}} H(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}}) QE(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}}). \quad (4.1.4)$$

Für eine Wellenlänge von 756 nm ergibt sich $\overline{QE}(\lambda = 756 \text{ nm}) = 0,60$.

Aus der Simulation der schichtdickenabhängigen Quanteneffizienz $QE(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}})$ und der Häufigkeitsverteilung der Schichtdicken lässt sich die relative Häufigkeitsverteilung der Quanteneffizienz berechnen, indem für jeden Wert der QE aus einem Intervall mit einer Breite von 0,01 der zugehörige Wert von $H(d_{\text{SiO}_2}, d_{\text{Pas}})$ summiert wird (siehe Abb. 4.3, oben). Es ergibt sich eine relativ gleichmäßige Häufigkeitsverteilung der einzelnen Werte der Quanteneffizienz ohne Werte mit besonders niedriger relativer Häufigkeit. Die quantitative Beurteilung der Quanteneffizienz durch die später betrachteten Stufenätzungen wird über die beiden Werte ΔQE und \overline{QE} durchgeführt.

In Abb. 4.5 (Mitte bzw. unten) sind ΔQE und \overline{QE} für den Wellenlängenbereich von 250 bis 1100 nm dargestellt. In Abb. 4.5 (oben) findet sich eine Simulation der maximal und minimal möglichen Quanteneffizienz QE_{min} bzw. QE_{max} , sowie eine Simulation der QE für eine einzelne Photodiode entsprechend den mittleren Schichtdicken $d_{\text{SiO}_2} = \mu_{\text{SiO}_2}$ und $d_{\text{Pas}} = \mu_{\text{Pas}}$. Das Maximum von ΔQE mit einem Wert von 3,6 wird für eine Wellenlänge von 268 nm erreicht, das Minimum unterschreitet für keine Wellenlänge einen Wert von 1.

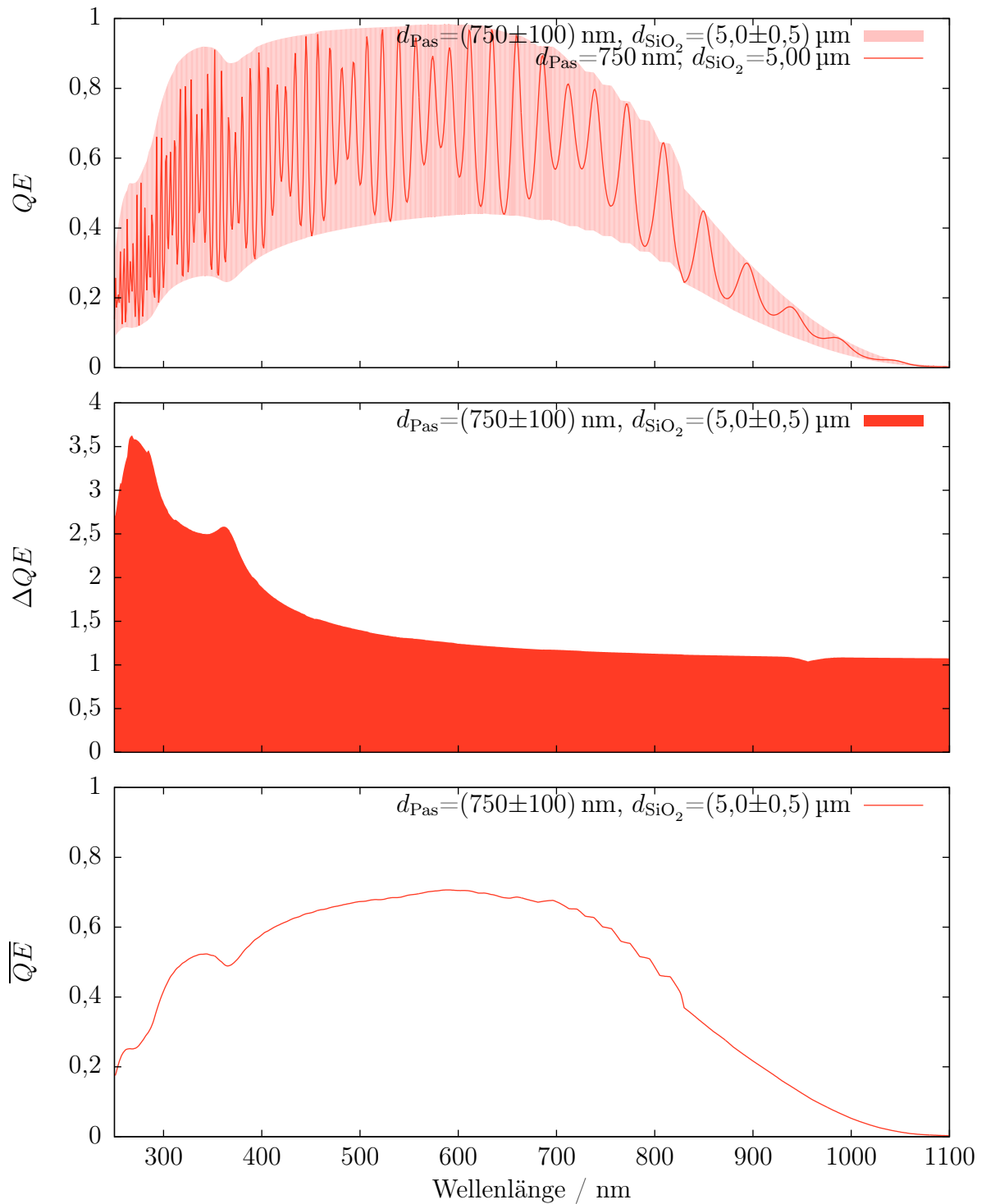


Abbildung 4.5.: Zusammenfassung der Empfindlichkeit einer Photodiode mit einzelner SiO_2 - und Siliziumnitrid-Schichtdicke. Oben ist QE_{\max} , QE_{\min} und die QE für eine Schichtdickenkombination entsprechend den Mittelwerten dargestellt. In der Mitte ist ΔQE , unten ist \overline{QE} dargestellt.

Dies bedeutet, dass für alle Wellenlängen mit Schwankungen von mindestens einem Faktor 2 in der QE für monochromatisches Licht zwischen verschiedenen optischen Bauelementen gerechnet werden muss. Vor allem im UV-Bereich muss mit noch höheren Schwankungen gerechnet werden. Über alle Wellenlängen ergibt sich eine durchschnittliche Quanteneffizienz von \overline{QE} ($250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1100 \text{ nm}$) = $0,44 \pm 0,27$. Für den sichtbaren Bereich ergibt sich \overline{QE} ($380 \text{ nm} \leq \lambda < 780 \text{ nm}$) = $0,65 \pm 0,05$.

4.2. Theoretische Behandlung von optischen Bauelementen mit mehreren Schichtdicken

4.2.1. Optische Bauelemente mit zwei Siliziumoxid-Stufen

Betrachtet man die Simulationen aus Abb. 4.2 für eine SiO_2 -Schichtdicke von 5 bzw. $4,87 \mu\text{m}$, so fällt auf, dass die Oszillationen der Quanteneffizienz in einem weiten Bereich nahezu vollständig gegenphasig verlaufen. Dies lässt sich durch die Phasenverschiebung von 180° durch einen SiO_2 -Schichtdickenunterschied von $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ für eine bestimmte Wellenlänge λ_{180° erklären, die gegeben ist durch:

$$\lambda_{180^\circ} = 4\delta_{\text{SiO}_2} n(\lambda_{180^\circ}). \quad (4.2.1)$$

Da der Brechungsindex abhängig von der Wellenlänge ist, muss diese Gleichung iterativ gelöst werden, für $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ ergibt sich $\lambda_{180^\circ} = 756 \text{ nm}$.

Ein optisches Bauelement, das zwei Gebiete mit verschiedenen optischen Weglängen auf dem Substrat vereint, hat eine Empfindlichkeit, die sich aus der Überlagerung der Empfindlichkeiten der einzelnen Gebiete ergibt. Diese Beschreibung wird in Abschnitt 4.3 an Teststrukturen bestätigt und ist die zentrale Idee der Stufenätzung. Für Wellenlängen oder Schichtdickenkombinationen, bei denen ein Gebiet in einem Minimum der Oszillation der QE liegt, befindet sich das andere Gebiet in einem Maximum. Es ergibt sich eine gemittelte Quanteneffizienz des optischen Bauelements, die unabhängiger von Wellenlängen- und Schichtdickenschwankungen ist, als bei optischen Bauelementen mit nur einer konstanten optischen Weglänge der Schichten auf dem Substrat.

Eine Photodiode, die zur Hälfte unter einer $5 \mu\text{m}$ dicken SiO_2 -Schicht und zur Hälfte unter einer 130 nm dünneren SiO_2 -Schicht liegt, wobei beide Gebiete mit einer 750 nm dicken UV-transparenten Passivierung beschichtet sind, wird im Rahmen der Stufenätzung als Photodiode mit zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht beschrieben ($m_{\text{SiO}_2} = 2$), wobei die beiden Stufen eine Differenz von $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ haben. Die erste Stufe hat dabei eine Dicke von d_{SiO_2} , während die folgende Stufe δ_{SiO_2} dünner ist. Der Wert von $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ wurde im Hinblick auf die spätere Prozessierung von Teststrukturen mittels der lokalen Oxidation des Siliziums gewählt.

Eine Simulation der QE einer entsprechenden Photodiode mit zwei SiO_2 -Schichtdicken sowie unter Berücksichtigung von Schichtdickenschwankungen von d_{SiO_2} und d_{Pas} und einer Wellenlänge von 756 nm ist in Abb. 4.6 (unten) dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die reduzierte Abhängigkeit der QE von Schichtdickenschwankungen für diese Wellenlänge. Außerdem fällt eine Halbierung der Periode der QE -Oszillation in Abhängigkeit von der SiO_2 -Dicke auf. Es ergibt sich eine minimale Quanteneffizienz $QE_{\min} = 0,51$ für eine SiO_2 -Dicke von 4745 nm und eine Siliziumnitrid-Dicke von 691 nm sowie eine maximale Quanteneffizienz $QE_{\max} = 0,64$ für $d_{\text{SiO}_2} = 4680$ nm und $d_{\text{Pas}} = 790$ nm. Entsprechend ergibt sich mit $\Delta QE (\lambda = 756 \text{ nm}) = 0,25$ eine deutliche Reduzierung der durch Schichtdickenschwankungen hervorgerufenen Schwankung der Quanteneffizienz. Ein Vergleich von ΔQE für Photodioden mit diesen und weiteren Stufenkombinationen ist am Ende dieses Abschnitts in Abb. 4.11 dargestellt.

Für $\overline{QE} (\lambda = 756 \text{ nm})$ ergibt sich ein Wert von 0,59, der jedoch um lediglich 0,0006 niedriger als der Wert für eine Photodiode ohne Stufen ist. Ein ähnlich kleiner und damit vernachlässigbarer Unterschied von \overline{QE} ergibt sich auch über den gesamten untersuchten Wellenlängenbereich und auch bei anderen untersuchten Stufenkombinationen. Eine Zusammenfassung von \overline{QE} ist aus diesem Grund am Ende dieses Abschnitts in Abb. 4.12 für alle untersuchten Stufenkombinationen dargestellt und soll hier und bei den folgenden Stufenätzungen nicht einzeln betrachtet werden.

Unterschreiten die Schwankungen der Schichtdicken σ_{SiO_2} bzw. σ_{Pas} den Stufenunterschied δ_{SiO_2} bzw. δ_{Pas} , so können Einflüsse der Stufenätzung auf \overline{QE} auftreten, da bestimmte Bereiche der QE -Oszillationen in Abhängigkeit der Schichtdicken in diesem Fall größere Einflüsse auf die minimale und maximale Quanteneffizienz haben und durch die Stufenätzung die Oszillation in Abhängigkeit der Schichtdicken verändert wird.

Eine Simulation von QE_{\max} , QE_{\min} und der Quanteneffizienz einer Photodiode entsprechend den mittleren Schichtdicken über den gesamten Wellenlängenbereich ist in Abb. 4.7 dargestellt. Vergleicht man die Werte der minimalen und maximalen Quanteneffizienz mit denen einer Photodiode ohne Stufen (siehe Abb. 4.5), findet sich im Bereich über ca. 700 nm eine wesentlich geringere Differenz. In Abb. 4.11 erkennt man den Bereich reduzierter ΔQE um $\lambda_{180^\circ} = 756 \text{ nm}$.

Durch eine Änderung des Schichtdickenunterschieds der SiO_2 -Stufe δ_{SiO_2} lässt sich der Wellenlängenbereich, in dem die Minimierung von ΔQE stattfindet, kontrollieren. In Abb. 4.8 ist eine Photodiode mit zwei SiO_2 -Stufen ($m_{\text{SiO}_2} = 2$) und einem Stufenunterschied von $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$, entsprechend einer Wellenlänge $\lambda_{180^\circ} = 383 \text{ nm}$, dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Verschiebung des Bereichs, in dem ΔQE minimiert ist, zu kleineren Wellenlängen.

Für einen Vergleich der verschiedenen untersuchten Stufenkombinationen werden die Ergebnisse von ΔQE und \overline{QE} am Ende dieses Abschnitts in Abb. 4.11 bzw. 4.12 eingetragen. Ein quantitativer Vergleich findet sich in Tab. 4.1.

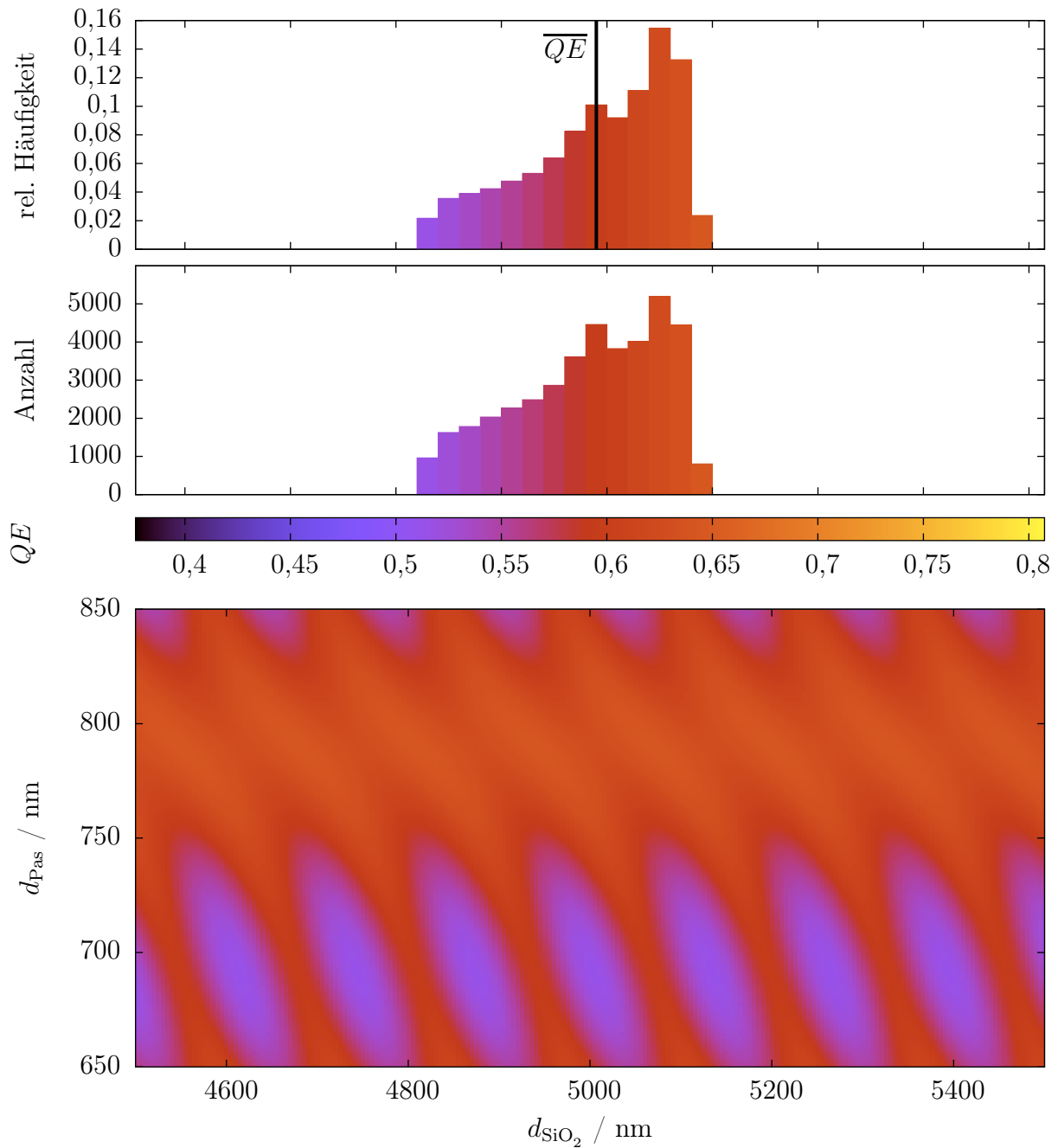


Abbildung 4.6.: Schichtdickenabhängigkeit der Quanteneffizienz für Photodiode mit zwei SiO_2 -Dicken ($\lambda = 756 \text{ nm}$). Dargestellt ist eine Simulation der Quanteneffizienz QE einer Photodiode mit zwei SiO_2 -Stufen und einer Siliziumnitrid-Schichtdicke. Der Unterschied der beiden SiO_2 -Stufen beträgt $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$. Unten ist die QE farbkodiert für die angegebenen Schichtdicken der SiO_2 - und Siliziumnitrid-Schicht d_{SiO_2} bzw. d_{Pas} dargestellt. In der Mitte ist die Verteilung der QE aus dieser Simulation dargestellt. Oben ist die Häufigkeitsverteilung der QE , für eine Häufigkeitsverteilung der Schichtdickenkombinationen entsprechend Gl. 4.1.3, dargestellt. QE_{max} beträgt 0,64, QE_{min} beträgt 0,51.

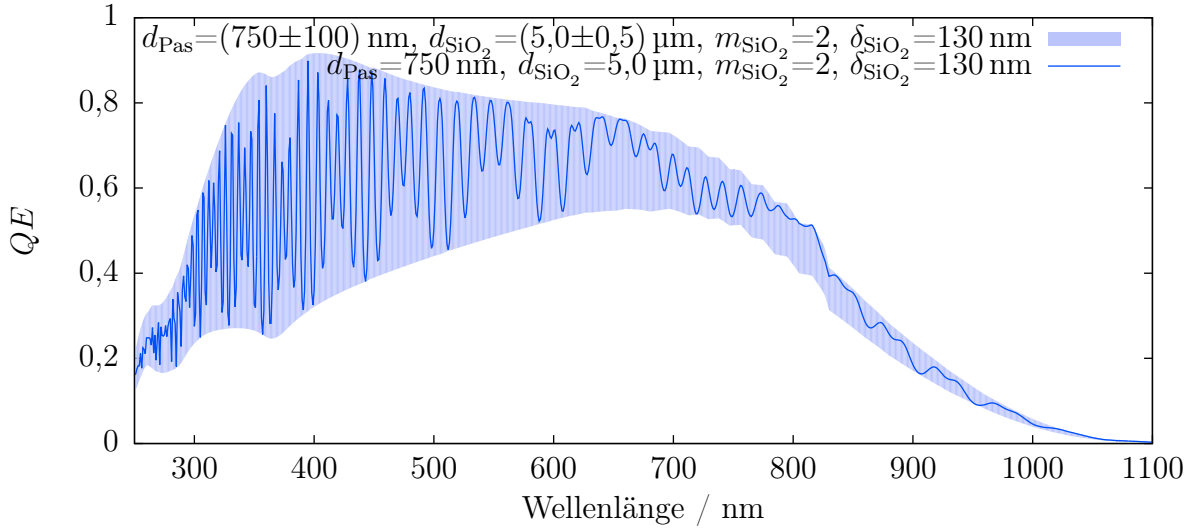


Abbildung 4.7.: Quanteneffizienz von Photodioden mit zwei SiO_2 -Schichtdicken, $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$. Dargestellt ist eine Simulation der minimalen und maximalen Quanteneffizienz QE_{max} bzw. QE_{min} einer Photodiode mit zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht, wobei die größere eine Dicke von d_{SiO_2} und die kleinere eine $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ geringere Schichtdicke hat und beide Gebiete mit einer d_{Pas} dicken UV-transparenten Passivierung bedeckt sind. Zusätzlich ist die QE einer Photodiode entsprechend den mittleren Schichtdicken dargestellt.

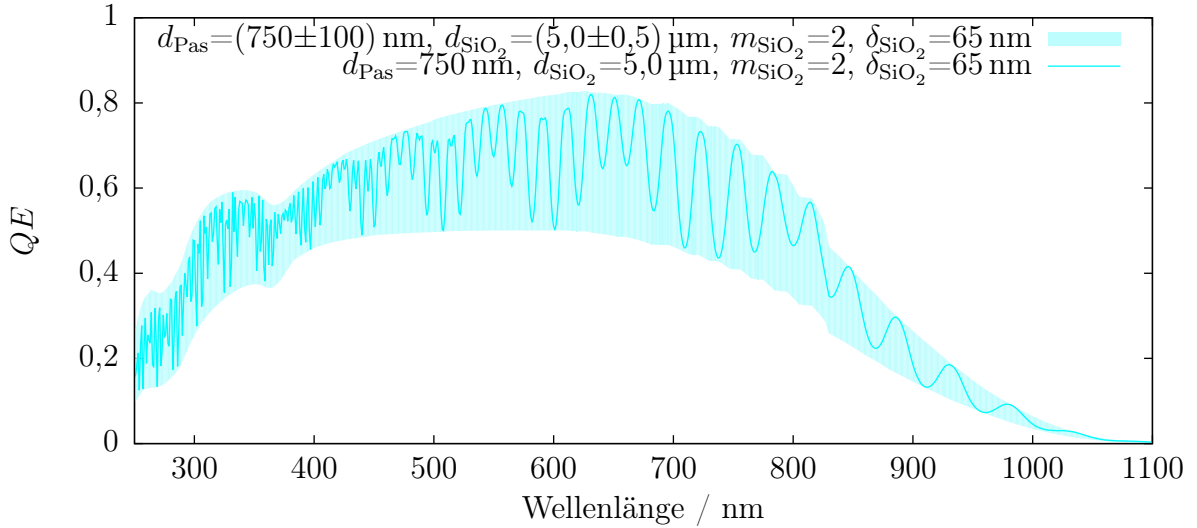


Abbildung 4.8.: Quanteneffizienz von Photodioden mit zwei SiO_2 -Schichtdicken, $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$. Dargestellt ist eine Simulation der minimalen und maximalen Quanteneffizienz QE_{max} bzw. QE_{min} einer Photodiode mit zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht, wobei die größere eine Dicke von d_{SiO_2} und die kleinere eine $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$ geringere Schichtdicke hat und beide Gebiete mit einer d_{Pas} dicken UV-transparenten Passivierung bedeckt sind. Zusätzlich ist die QE einer Photodiode entsprechend den mittleren Schichtdicken dargestellt.

4.2.2. Optische Bauelemente mit zwei Stufen in der Siliziumnitrid-Passivierung

Möchte man mit einer Stufe in der Siliziumnitrid-Passivierung ebenfalls ΔQE in einem Bereich um 756 nm reduzieren, benötigt man entsprechend der unterschiedlichen Brechungsindizes einen Stufenunterschied von $\delta_{\text{Pas}} = 99 \text{ nm}$. In Abb. 4.9 (oben) sind die Empfindlichkeiten der einzelnen Stufen dargestellt. Zwar erkennt man, dass die Oszillationen der Empfindlichkeit in einem Bereich um 756 nm nahezu gegenphasig verlaufen, da die Passivierung jedoch sehr viel dünner als die SiO_2 -Schicht ist, ändert sich hauptsächlich die Form der Einhüllenden der Oszillation. Die Amplituden der Oszillationen sind sich dadurch nicht so ähnlich wie im Fall von zwei SiO_2 -Stufen, sodass in der Überlagerung der Quanteneffizienzen eine deutliche Oszillation bestehen bleibt (siehe Abb. 4.9, unten). Daher lässt sich mit zwei Stufen in der Siliziumnitrid-Passivierung ΔQE nicht so weit minimieren wie im Fall von zwei SiO_2 -Stufen. Generell lassen sich die Schwankungen der Empfindlichkeit durch Stufen in der optisch dickeren Schicht besser reduzieren, als durch Stufen in anderen Schichten.

4.2.3. Optische Bauelemente mit vier Siliziumoxid-Stufen

Bei der Auswertung von Simulationen mit zwei SiO_2 -Schichtdicken (siehe Abb. 4.6, unten) ist eine Halbierung der Periode der Oszillationen im Vergleich zu Photodioden mit einer einzelnen SiO_2 -Schichtdicke in Abhängigkeit von der SiO_2 -Schichtdicke aufgefallen. Außerdem zeigt eine Simulation mit einem geringeren Stufenunterschied von $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$ eine Verschiebung des Bereichs mit minimiertem ΔQE zu kleineren Wellenlängen (siehe Abb. 4.8). Dies legt nahe, die Oszillation mit weiteren Stufen nochmals zu vermindern und den Bereich der minimierten ΔQE zu erweitern. In Abb. 4.10 (oben) ist eine Photodiode mit vier SiO_2 -Stufen dargestellt, die sich jeweils um 65 nm unterscheiden. Zu erkennen ist die weitere Minimierung der Schwankungen der Quanteneffizienz im Vergleich zu Strukturen mit nur zwei Schichtdicken auch über einen größeren Wellenlängenbereich.

4.2.4. Optische Bauelemente mit zwei Siliziumoxid- und zwei Siliziumnitrid-Stufen

Eine weitere denkbare Variante sind optische Bauelemente mit einer Kombination aus Stufen in der Passivierung und der SiO_2 -Schicht. Eine entsprechende Simulation für eine Kombination aus zwei Stufen in der Passivierung mit $\delta_{\text{Pas}} = 99 \text{ nm}$ und zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht mit $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ bzw. $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$ ist in Abb. 4.10 (Mitte bzw. unten) dargestellt. Für $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ erfolgt dabei im Vergleich zu Photodioden mit einer einzelnen SiO_2 -Schichtdicke eine nochmalige Reduzierung von ΔQE im Bereich um 756 nm, während für $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$ eine Erweiterung des Wellenlängenbereichs, in dem es zu einer Reduzierung von ΔQE kommt, stattfindet.

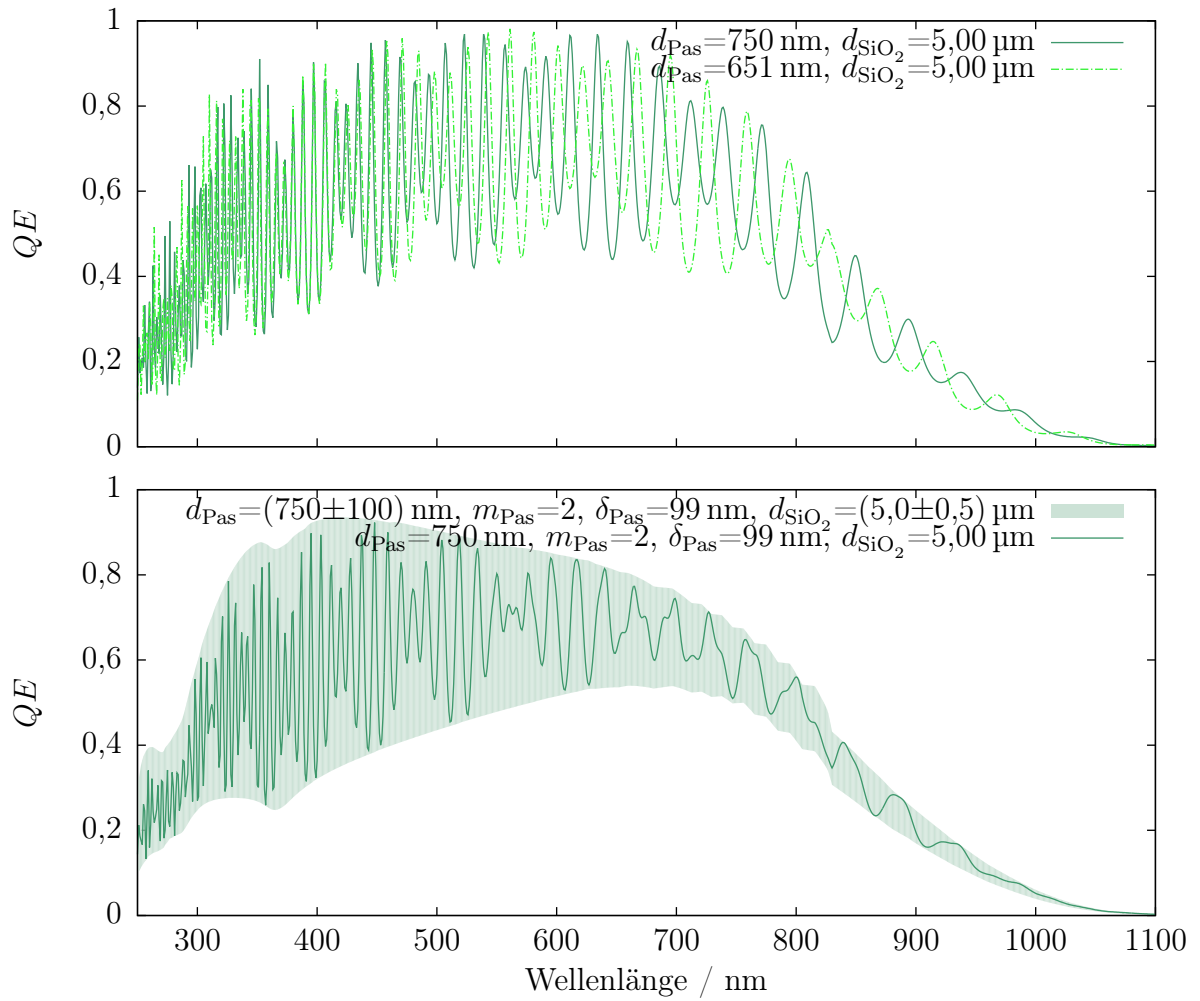


Abbildung 4.9.: Quanteneffizienz von Photodioden mit zwei Siliziumnitrid-Stufen. Dargestellt ist die Quanteneffizienz von Photodioden mit zwei verschiedenen Dicken der Passivierung d_{Pas} (oben) sowie deren Überlagerung (unten). Hinterlegt ist der untere Graph mit einer Simulation von QE_{\min} und QE_{\max} für $m_{\text{Pas}} = 2$ und $\delta_{\text{Pas}} = 99 \text{ nm}$.

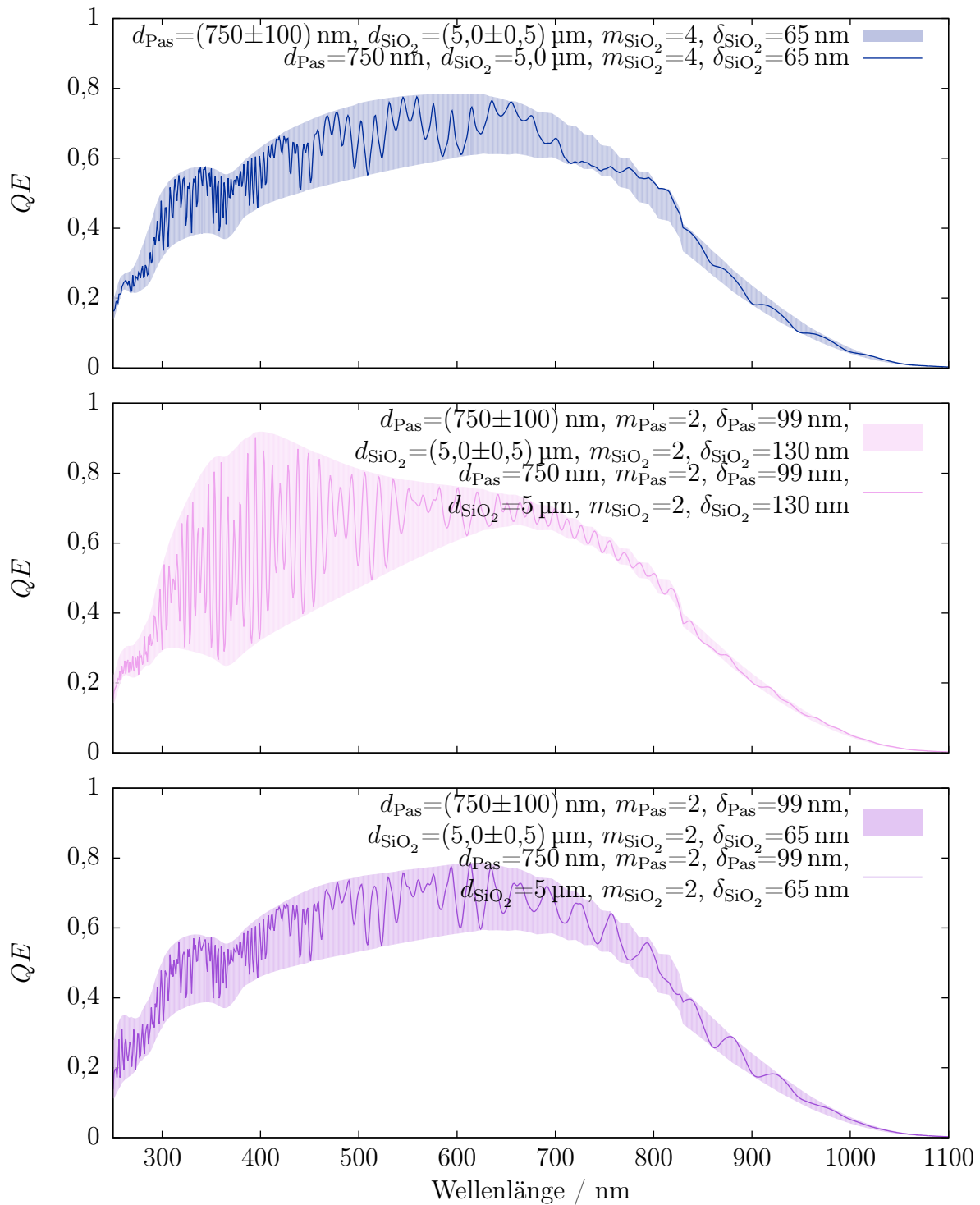


Abbildung 4.10.: Quanteneffizienz von Photodioden mit vier Stufen. Dargestellt ist die QE von Photodioden mit vier SiO_2 -Stufen mit $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$ (oben) sowie von Photodioden mit zwei Stufen in der Passivierung mit $\delta_{\text{Pas}} = 99 \text{ nm}$ und zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht mit $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ (Mitte) bzw. $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$ (unten).

Stufenkombination	ΔQE $250 \leq \lambda \leq 1100 \text{ nm}$			ΔQE $380 \leq \lambda < 780 \text{ nm}$			ΔQE $\lambda = 756 \text{ nm}$
	MW	Stabw	Max	MW	Stabw	Max	
ohne zusätzliche Stufen	1,48	0,63	3,63	1,36	0,24	2,21	1,14
$m_{\text{SiO}_2}=2, \delta_{\text{SiO}_2}=130 \text{ nm}$	0,76	0,58	2,49	0,76	0,51	2,21	0,25
$m_{\text{SiO}_2}=2, \delta_{\text{SiO}_2}=65 \text{ nm}$	0,74	0,24	1,75	0,60	0,12	0,76	0,75
$m_{\text{SiO}_2}=4, \delta_{\text{SiO}_2}=65 \text{ nm}$	0,34	0,11	0,66	0,30	0,08	0,39	0,15
$m_{\text{Pas}}=2, \delta_{\text{Pas}}=99 \text{ nm}$	0,88	0,58	2,47	0,88	0,50	2,21	0,35
$m_{\text{Pas}}=2, \delta_{\text{Pas}}=99 \text{ nm}$ $m_{\text{SiO}_2}=2, \delta_{\text{SiO}_2}=130 \text{ nm}$	0,53	0,61	2,41	0,58	0,58	2,20	0,08
$m_{\text{Pas}}=2, \delta_{\text{Pas}}=99 \text{ nm}$ $m_{\text{SiO}_2}=2, \delta_{\text{SiO}_2}=65 \text{ nm}$	0,41	0,17	1,50	0,34	0,06	0,42	0,22

Tabelle 4.1.: Übersicht ΔQE für verschiedene Wellenlängenbereiche. Dargestellt sind der Mittelwert (MW), die Standardabweichung (Stabw) und das Maximum (Max) der prozessbedingten Schwankungen der Quanteneffizienz ΔQE für den Wellenlängenbereich von 250 bis 1100 nm, den sichtbaren Bereich und für $\lambda = 756 \text{ nm}$.

4.2.5. Zusammenfassung der theoretischen Behandlung der Stufenätzung

Interferenzeffekte im Back-End-of-Line führen zu Schwankungen der Quanteneffizienz von optischen Bauelementen in Abhängigkeit von der Wellenlänge und den Schichtdicken der SiO_2 -Schicht und der Passivierung. Inhomogenitäten der Schichtdicken treten prozessbedingt bei der Herstellung auf und führen so für verschiedene Photodioden auf einem Wafer zu unterschiedlichen Empfindlichkeiten und können damit die pixel response non uniformity (PRNU) eines Bildsensors beeinflussen. Außerdem kommt es zu einer Schwankung der Schichtdicken von Wafer zu Wafer, was sich in einer Schwankung der Empfindlichkeit der Photodioden von Wafer zu Wafer zu bemerkbar macht. Durch Simulationen wurden die möglichen, prozessbedingten Schwankungen der Quanteneffizienz $\Delta QE(\lambda)$ aus der minimalen und maximalen Quanteneffizienz für eine bestimmte Wellenlänge λ bestimmt. Für herkömmliche Photodioden mit einer einzelnen SiO_2 - und Siliziumnitrid-Schichtdicke, monochromatisches Licht und senkrechten Einfall muss im Bereich zwischen 250 und 1100 nm mindestens mit einem Faktor 2 zwischen maximaler und minimaler Quanteneffizienz gerechnet werden. Im UV-Bereich liegt dieser Wert sogar noch wesentlich höher.

Durch die Annahme einer gaußförmigen Häufigkeitsverteilung für die Schichtdickenkombinationen wurde eine relativ gleichmäßige Verteilung der Quanteneffizienz zwischen minimaler und maximaler Quanteneffizienz gefunden. Außerdem wurde so die durchschnittliche Quanteneffizienz $\overline{QE}(\lambda)$ bei einer bestimmten Wellenlänge λ bestimmt.

Durch die Integration von mehreren optischen Schichtdicken in eine Photodiode, genannt Stufen, überlagern sich die Empfindlichkeiten der einzelnen Gebiete zur Empfindlichkeit der gesamten Photodiode. Je nach Schichtdickenunterschied δ_S und Anzahl der Stufen

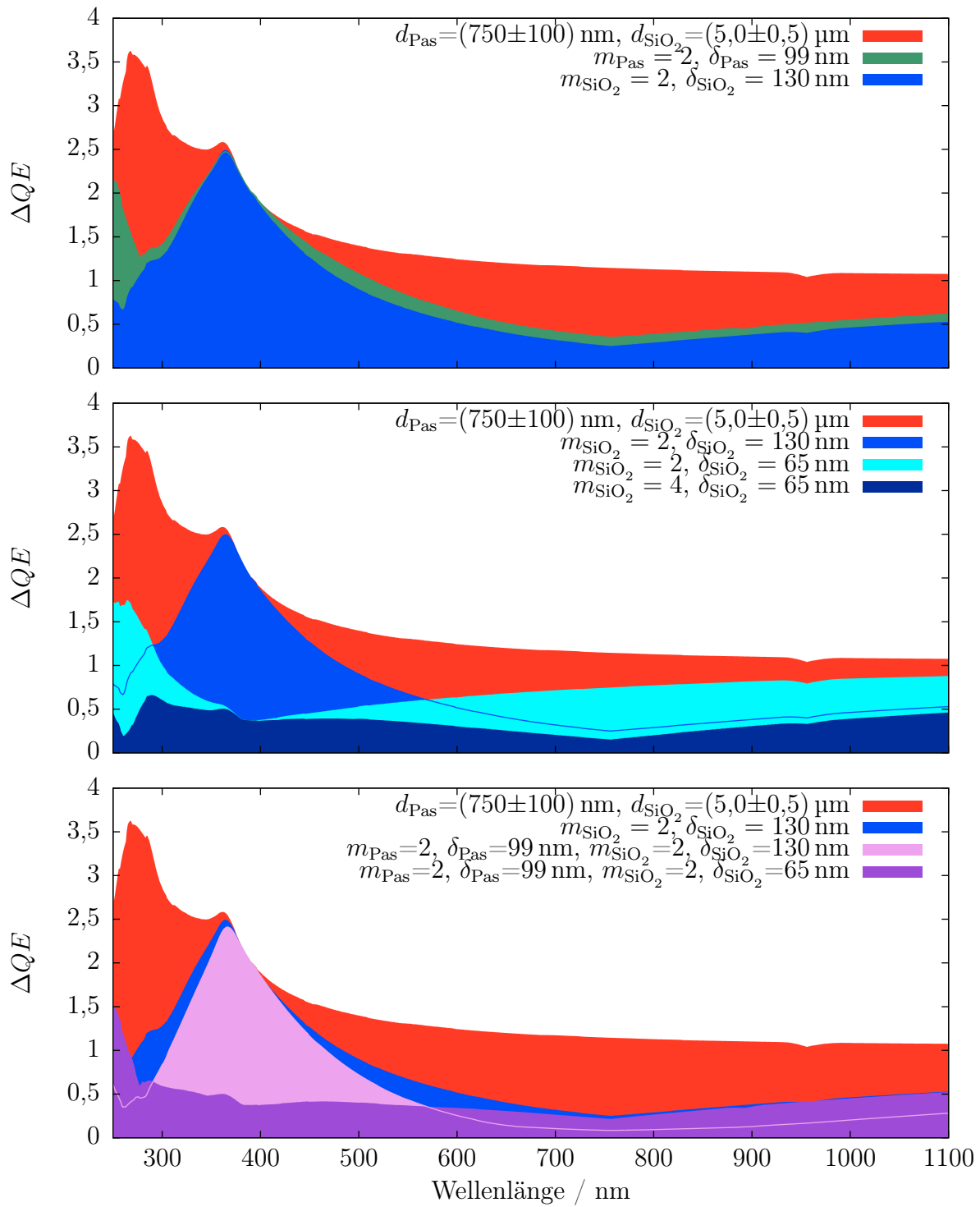


Abbildung 4.11.: Vergleich von ΔQE für verschiedene Stufenätzungen. Dargestellt ist ΔQE für verschiedene Stufenätzungen.

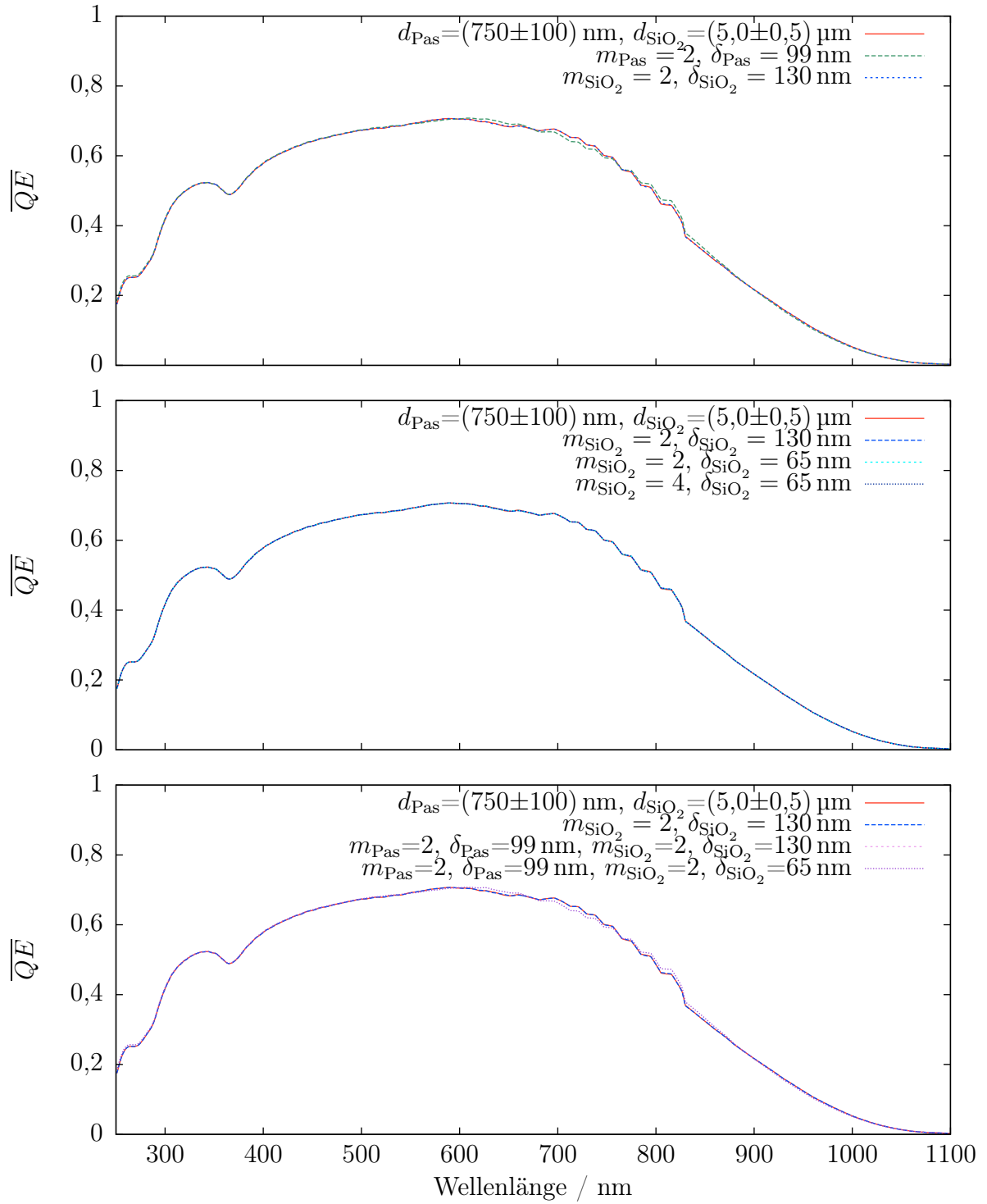


Abbildung 4.12.: Vergleich von \overline{QE} für verschiedene Stufenätzungen. Dargestellt ist \overline{QE} für verschiedene Stufenätzungen.

m_S kommt es dadurch in einem gewissen Bereich zu einer nahezu gegenphasigen Überlagerung der Oszillationen der Quanteneffizienz und damit zu einer Reduktion der prozessbedingten Schwankungen der Quanteneffizienz $\Delta QE(\lambda)$ und der Schwankungen der Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge. Für eine Wellenlänge von $\lambda_{180^\circ} = 4\delta_S n$ erfolgt eine genau gegenphasige Überlagerung.

Im Hinblick auf eine spätere Prozessierung von Teststrukturen wurde dabei vor allem ein SiO_2 -Schichtdickenunterschied von $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$ betrachtet, was einer Wellenlänge von $\lambda_{180^\circ} = 756 \text{ nm}$ entspricht. Durch eine Variation der Schichtdickenunterschiede δ_S kann die Wellenlänge λ_{180° und damit der Bereich, in dem eine gegenphasige Überlagerung auftritt, beeinflusst werden.

Ein Vergleich von ΔQE und \overline{QE} für verschiedene Stufenkombinationen ist in Abb. 4.11 bzw. 4.12 dargestellt. Eine quantitative Auswertung von ΔQE für die Wellenlängenbereiche von $250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1100 \text{ nm}$, den sichtbaren Bereich $380 \text{ nm} \leq \lambda < 780 \text{ nm}$ und eine Wellenlänge von 756 nm findet sich in Tab. 4.1. Da die angenommene Standardabweichung der Schichtdicken σ_{SiO_2} und σ_{Pas} nicht klein gegenüber der Periode der Oszillationen der Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Schichtdickenkombinationen ist, entstehen keine signifikanten Änderungen von \overline{QE} durch die Integration von mehreren optischen Weglängen in die optischen Bauelemente. Auf eine Auswertung von \overline{QE} für verschiedene Spektralbereiche wird daher verzichtet. Die untersuchten Stufenätzungen haben keinen signifikanten Einfluss auf die durchschnittliche Quanteneffizienz über den gesamten Wellenlängenbereich.

Aus der Betrachtung von ΔQE lassen sich folgende generelle Beobachtungen festhalten:

- Durch die Integration von mehreren optischen Schichtdicken in eine Photodiode lässt sich ΔQE über einen weiten Wellenlängenbereich deutlich reduzieren.
- Durch eine Kombination von mehreren Stufen lässt sich der Wellenlängenbereich der reduzierten ΔQE ausdehnen und ΔQE stärker reduzieren als mit weniger Stufen.
- Änderungen des Werts des Schichtdickenunterschieds δ_S ändern den Bereich, in dem ΔQE reduziert wird. Dies lässt sich zum einen ausnutzen, um den Bereich zu bestimmen, muss aber umgekehrt für die prozessbedingten Schwankungen des Schichtdickenunterschieds berücksichtigt werden.
- Stufen in der SiO_2 -Schicht reduzieren ΔQE effektiver als Stufen in der Passivierung, wenn die optische Dicke der SiO_2 -Schicht größer als die optische Dicke der Siliziumnitrid-Passivierung ist, da Oszillationen stärker durch die größere optische Dicke beeinflusst werden.
- Die Integration von Stufen in den optischen Stapel von Photodioden ändert die durchschnittliche Quanteneffizienz \overline{QE} nicht signifikant, wenn die angenommenen Schichtdickenschwankungen groß gegenüber der Periode der QE -Oszillationen in Abhängigkeit der Schichtdicken sind.

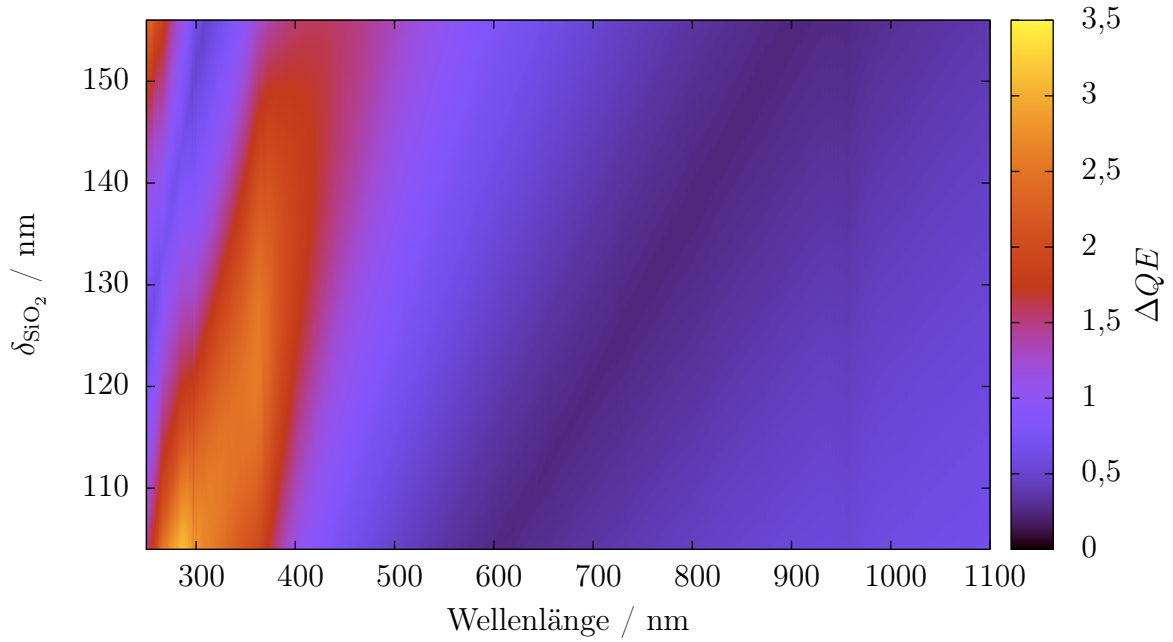


Abbildung 4.13.: Abhängigkeit ΔQE von δ_{SiO_2} . Dargestellt ist ΔQE farbkodiert für verschiedene Kombinationen der Wellenlänge und δ_{SiO_2} für ein optisches Bauelement mit zwei Stufen in der Siliziumoxid-Schicht ($m_{\text{SiO}_2} = 2$) mit dem angegebenen Schichtdickenunterschied. Bei dieser Simulation wurden lediglich 20 Zwischenwerte der Schichtdicken zur Bestimmung von ΔQE verwendet, um die Simulationszeit zu verkürzen.

Die Beurteilung der besten Stufenkombination ist abhängig von den genauen Anforderungen an das optische Bauelement. Für Anwendungen, bei denen nur eine einzige Wellenlänge von Interesse ist, können andere Stufenkombinationen sinnvoll sein als für Anwendungen, bei denen ein bestimmter Spektralbereich betrachtet werden soll. Außerdem sind für den Einsatz der Stufenätzung in optischen Bauelementen weitere Aspekte zu berücksichtigen. So kann nicht nur die genaue Häufigkeitsverteilung der Schichtdickenkombinationen einen Einfluss auf die untersuchten Parameter haben, auch prozessbedingte Schwankungen der Stufenunterschiede δ_S müssen betrachtet werden. Die Schwankungen von δ_S übertragen sich dabei direkt auf eine Verschiebung des Wellenlängenbereichs, in dem die Reduzierung von ΔQE stattfindet. Eine entsprechende Darstellung von ΔQE für eine Photodiode mit zwei Stufen in der Siliziumoxid-Schicht ($m_{\text{SiO}_2} = 2$) und einem Schichtdickenunterschied $\delta_{\text{SiO}_2} = (130 \pm 26)$ nm findet sich in Abb. 4.13.

Für besondere Anforderungen oder unter Berücksichtigung von speziellen bereits vorhandenen Schichtdicken im Prozess können allgemeinere Stufenkombinationen sinnvoll werden. In diesen Fällen können auch Kombinationen aus verschiedenen Schichtdickenunterschieden oder unterschiedlichen Flächenanteilen betrachtet werden. Betrachtet man eine Kombination aus einer Stufe mit $d_{\text{Pas}} = 750$ nm, $d_{\text{SiO}_2} = 5$ μm und einem Flächenanteil von 50 %, einer Stufe mit $d_{\text{Pas}} = 750$ nm, $d_{\text{SiO}_2} = 4,87$ μm und einem Flächenanteil von 25 % sowie einer Stufe mit $d_{\text{Pas}} = 750$ nm, $d_{\text{SiO}_2} = 4,91$ μm und einem Flächenanteil von 25 %, so ergeben sich Vorteile im Vergleich zu anderen Stufenkombinationen. Im Vergleich zu einer Stufenkombination mit $m_{\text{SiO}_2} = 2$, $\delta_{\text{SiO}_2} = 130$ nm ergibt sich eine

Reduktion von ΔQE für Wellenlängen zwischen 312 und 704 nm. Im Vergleich zu einer Stufenkombination mit $m_{\text{SiO}_2} = 2$, $\delta_{\text{SiO}_2} = 90$ nm und im Vergleich zu oben genannten Stufen mit einer gleichmäßigen Verteilung der Flächenanteile ergibt sich eine Reduktion von ΔQE für Wellenlängen zwischen 576 bzw. 501 und 1100 nm. Für Wellenlängen zwischen 576 und 704 nm ergibt sich damit ein minimaler Wert von ΔQE für die betrachtete ungleichmäßige Flächenverteilung der einzelnen Stufen. Eine Stufenkombination aus $m_{\text{SiO}_2} = 4$, $\delta_{\text{SiO}_2} = 65$ nm reduziert ΔQE jedoch weiterhin effektiver über den gesamten Wellenlängenbereich.

Alle diese Kombinationen lassen sich auf einfache Weise mit den in Anhang D beschriebenen Routinen simulieren und beurteilen. Einzig wenn die Struktur des optischen Stapels nicht mehr aus diskreten Stufen besteht, sondern einen kontinuierlichen Verlauf aufweist, können Effekte wichtig werden, die nur durch eine zwei- oder dreidimensionale Simulation der elektromagnetischen Wellen im Back-End-of-Line berechnet werden können.

Ein weiterer Parameter, der bisher nicht betrachtet wurde, ist der Einfallswinkel der Strahlung. Bei schrägem Lichteinfall sind die bestrahlten Flächen der einzelnen Stufen nicht notwendigerweise gleichverteilt, da die Metall-Abdeckung zu einer Verschiebung der bestrahlten Fläche auf dem Substrat führt. Dies kann jedoch durch die laterale Anordnung der einzelnen Stufen ausgeglichen werden und wird in Abschnitt 4.6.1 behandelt.

Zunächst wird jedoch eine besonders einfache Möglichkeit zur Herstellung von einem optischen Schichtstapel mit zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht dargestellt.

4.3. Realisierung und Messungen von Photodioden mit zwei Siliziumoxid-Stufen

Wie eingangs erwähnt, waren zur Erzeugung von Stufen im optischen Stapel zunächst Ätzungen geplant. Allerdings wurde durch die im Prozess verwendete lokale Oxidation von Silizium (engl. local oxidation of silicon, LOCOS) eine besonders einfache Möglichkeit gefunden, optische Bauelemente mit zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht herzustellen.

Beim LOCOS-Prozess werden Teile des Siliziums mit einer Siliziumnitrid-Hartmaske abgedeckt und der Wafer anschließend in einer sauerstoffreichen Umgebung bei hoher Temperatur oxidiert. Bei dieser Oxidation kommt es zu einer Umwandlung des Siliziums aus dem Substrat in SiO_2 . In den Bereichen, in denen der Wafer von der Hartmaske abgedeckt ist, erfolgt keine Oxidation des Siliziums. In den Bereichen, die nicht von der Hartmaske abgedeckt sind, kommt es zur Bildung eines dicken thermischen Siliziumoxids (sog. Feldoxid), das normalerweise zur gegenseitigen Isolierung von einzelnen Transistoren eingesetzt wird. Allerdings kommt es auch an den Rändern der Hartmaske zu einer thermischen Oxidation, was die charakteristischen Übergänge der beiden Gebiete, ähnlich einem Vogelschnabel (engl. birds beak), erzeugt. Anschließend wird die Hartmaske entfernt und in einer weiteren, kürzeren thermischen Oxidation auch in diesem Gebiet ein dünnes thermisches Siliziumoxid, das sog. Gate-Oxid, erzeugt.

Durch die unterschiedlich starke Umwandlung des Siliziums in Siliziumoxid wird in den beiden Gebieten auch die Oberkante des Siliziums unterschiedlich weit nach unten verschoben. Diese Stufe in der Silizium-Oberfläche bleibt auch nach den Planarisierungen im Back-End-of-Line erhalten. Durch die Ausnutzung dieses Prozessschritts gelingt damit die Fertigung von verschiedenen SiO_2 -Schichtdicken gänzlich ohne zusätzlichen Prozessaufwand, da in photoaktiven Gebieten weder Gate- noch Feldoxid notwendig sind. Weitere Vorteile dieser Methode sind, dass die erzeugten Schichtdicken sehr genau kontrollierbar sind, kaum Inhomogenitäten über den Wafer erzeugt werden und eine planare Oberfläche des Back-End-of-Line beibehalten wird, was z. B. für die anschließende Aufbringung von Mikrolinsen oder Farbfiltern wichtig sein kann. Diese Vorteile sind bei anderen Realisierungen meistens nicht vorhanden (siehe Abschnitt 4.4).

Allerdings hat diese Methode zur Erzeugung der Stufen auch Nachteile. Zum einen ist der resultierende Schichtdickenunterschied δ_{SiO_2} durch den Prozess vorgegeben und kann daher kaum beeinflusst werden. Zum anderen sind nicht alle Implantationen mit dieser Methode kombinierbar. Vor allem bei flachen Implantationen, wie der p-Schicht einer Pinned-Photodiode, kann es zu Problemen durch die Diffusion der Dotierstoffe kommen.

Die einzige in diesem Prozess vorhandene Implantation, die mit einer ausreichenden Tiefe und vor dem LOCOS-Prozess durchgeführt wird, ist die Implantation der HV-n-Wanne. Diese Implantation kann daher unabhängig vom verwendeten thermischen Siliziumoxid auf der Photodiode genutzt werden. Dies ist der Grund dafür, dass für die Stufenätzung Photodioden mit dieser Implantation untersucht werden. Um eine Vergleichbarkeit mit anderen Methoden zu erreichen, werden in dieser Arbeit generell Photodioden mit dieser Implantation verwendet.

Eine schematische Darstellung der resultierenden Struktur für eine Photodiode, die sich gänzlich unter Gate- bzw. Feldoxid befindet, sowie für eine Photodiode, die sich zur Hälfte unter Gate- und zur Hälfte unter Feldoxid befindet, ist in Abb. 4.14 gezeigt. Letztere Struktur wird im Folgenden auch Halb-Halb-Struktur genannt.

Ein Testfeld zur Herstellung entsprechender Photodioden ist in Abb. 4.15 dargestellt. Dieses Testfeld wurde auf einer Charge hergestellt und Photodioden aus verschiedenen Dies und verschiedenen Wafern wurden vermessen. An einem Die wurde das Testfeld nach der Messung so geschliffen, dass im REM eine Messung der Schichtdicken möglich wurde. Durch eine geringfügige Anpassung der Schichtdicken wurde eine gute Übereinstimmung von Simulationen und Messergebnissen an diesem Die erreicht, siehe Abb. 4.16 (oben und Mitte). Die Anpassungen sind dabei nötig, um Unsicherheiten in der Schichtdickenbestimmung durch das REM auszugleichen. Aus den beiden so bestimmten SiO_2 -Schichtdicken von 4856 und 4986 nm ergibt sich eine Stufe in der SiO_2 -Schicht von $\delta_{\text{SiO}_2} = 131$ nm. Die Simulation eines entsprechenden Schichtstapels ist in Abb. 4.16 (unten) dargestellt und zeigt gute Übereinstimmungen mit der Messung. Damit lässt sich bestätigen, dass die Beschreibung der Empfindlichkeit von Photodioden mit mehreren optischen Schichtdicken durch eine Überlagerung der Empfindlichkeiten der einzelnen Gebiete durchführbar ist.

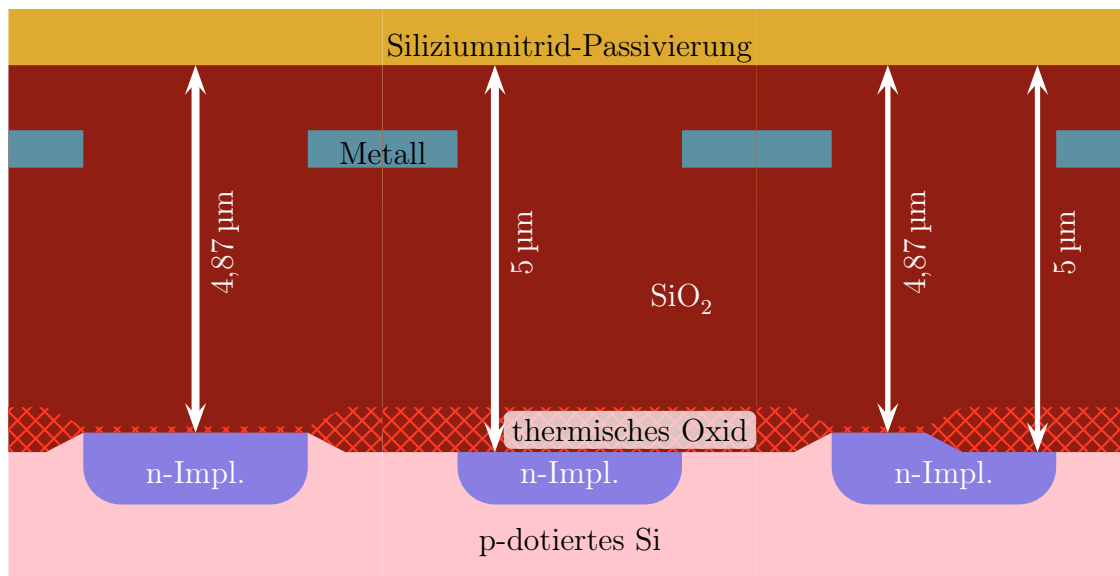


Abbildung 4.14.: Schematische Darstellung von optischen Bauelementen mit Stufen durch LOCOS-Prozess. Dargestellt sind drei Photodioden, wobei die linke unter Gate-Oxid, die mittlere unter Feldoxid und die rechte zur Hälfte unter Gate- und zur Hälfte unter Feldoxid liegt. Die Darstellung generell und insbesondere die Dicke des thermischen Oxids und die Form des birds beak sind nicht maßstabsgerecht.

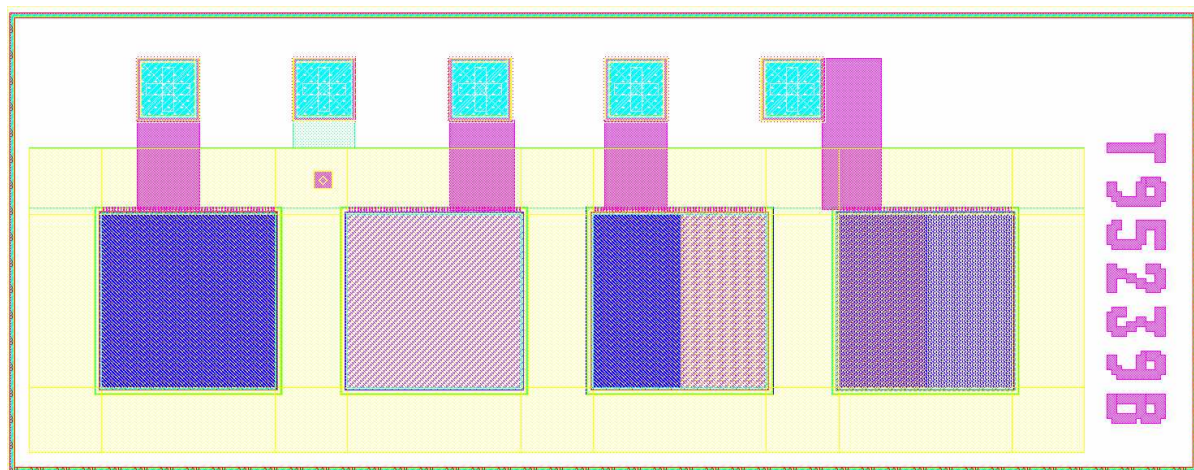


Abbildung 4.15.: Testfeld zur Stufenätzung. Dargestellt ist ein Testfeld zur Stufenätzung, bei dem die Stufen durch den LOCOS-Prozess erzeugt werden. Auf dem Testfeld gibt es vier Photodioden. Von links nach rechts befinden sich die Photodioden unter Gate-Oxid, unter Feldoxid, auf der linken Hälfte unter Gate- und auf der rechten Hälfte unter Feldoxid (Halb-Halb-Struktur) und unter einer streifenförmigen Anordnung von Gate- und Feldoxid zur Erhöhung der Einflüsse des Übergangsbereichs (birds beak). Die Photodioden sind von einem $50\ \mu\text{m}$ breiten Metall-Ring, zur Definition der photoaktiven Fläche umgeben, die $(300\ \mu\text{m})^2$ beträgt. Das zweite der fünf Pads stellt den Substratkontakt her.

In Abb. 4.17 (oben) ist ein Vergleich von Messungen der Quanteneffizienz von Photodioden aus verschiedenen Wafern und verschiedenen Positionen auf dem Wafer gezeigt. Zu erkennen ist eine, wie in Abb. 4.2 dargestellte, Streckung der Oszillation der Quanteneffizienz und die damit verbundene Schwankung der QE bei einer bestimmten Wellenlänge.

In Abb. 4.17 (Mitte) sind Messungen der QE von Photodioden auf dem gleichen Die, wie im oberen Graph, gezeigt, allerdings von Photodioden entsprechend der Halb-Halb-Struktur. Zu erkennen ist eine geringere Schwankung der QE über den gesamten Wellenlängenbereich, wobei besonders im Bereich über 740 nm fast keine Oszillation der QE mehr auftritt.

In Abb. 4.17 (unten) ist ein Vergleich der QE von einer Photodiode entsprechend der Halb-Halb-Struktur mit der QE einer Photodiode mit einer streifenförmigen Verteilung der Stufen dargestellt. Zu erkennen ist eine generelle Verringerung der $QE(\lambda)$ und eine geringfügige Reduktion der Schwankungen der QE . Ob eine weitere Erhöhung des Anteils des Übergangsbereichs (birds beak), z. B. durch eine schachbrettartige Verteilung der Gebiete, eine weitere Verringerung der Schwankungen hervorruft, wird in weiteren Untersuchungen überprüft.

4.4. Weitere Methoden zur Prozessierung der Stufenätzung

Erweitert man den Prozess um zusätzliche Prozessschritte, sind weitere Möglichkeiten zur Erzeugung von optischen Bauelementen mit Stufen denkbar.

Soll eine flache Photodioden-Implantation mit einer LOCOS-Stufe verknüpft werden, kann nach der Erzeugung des Feldoxids eine maskierte Ätzung des Feldoxids oder der gesamten photoaktiven Fläche durchgeführt werden. Anschließend wird eine flache Implantation durchgeführt und die Schäden an der Oberfläche durch eine weitere thermische Oxidation ausgeheilt.

Bei einer Implantation der Photodiode nach der Erzeugung des Feldoxids kann versucht werden, die unterschiedlichen Dotierstoffprofile durch eine Aufteilung der Implantationen oder durch eine zusätzliche Implantation in eins der beiden Gebiete auszugleichen.

Außer dem LOCOS-Prozess lassen sich die Stufen auch durch reaktives Ionenätzen erzeugen. In diesem Fall kommen die drei Material-Grenzflächen sowie deren Kombinationen für die Stufenätzung in Frage.

Erstens kann eine Stufe in das Silizium geätzt werden, was bei anderen Prozessen im Rahmen der flachen Grabenisolation (engl. shallow trench isolation, STI) an Stelle des

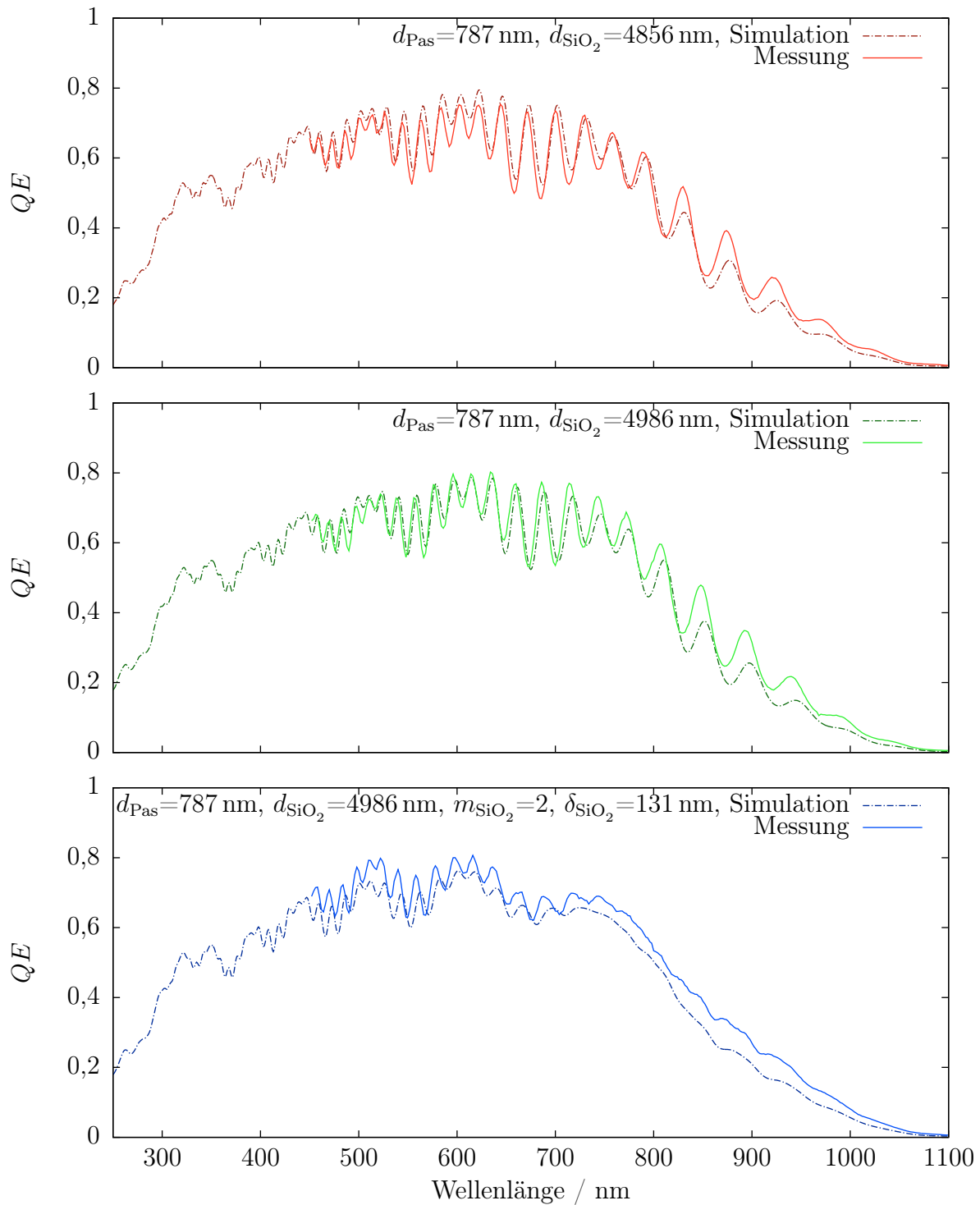


Abbildung 4.16.: Vergleich von Simulation und Messung (Testfeld zur Stufenätzung). Dargestellt sind Messungen und Simulationen an drei Photodioden auf dem Testfeld zur Stufenätzung. Oben sind die Ergebnisse der Photodiode unter Gate-Oxid, in der Mitte sind die Ergebnisse der Photodiode unter Feldoxid und unten sind die Ergebnisse für die Photodiode entsprechend der Halb-Halb-Struktur dargestellt. Die Simulationen wurden mit der spektralen Breite des Messstandes gefaltet.

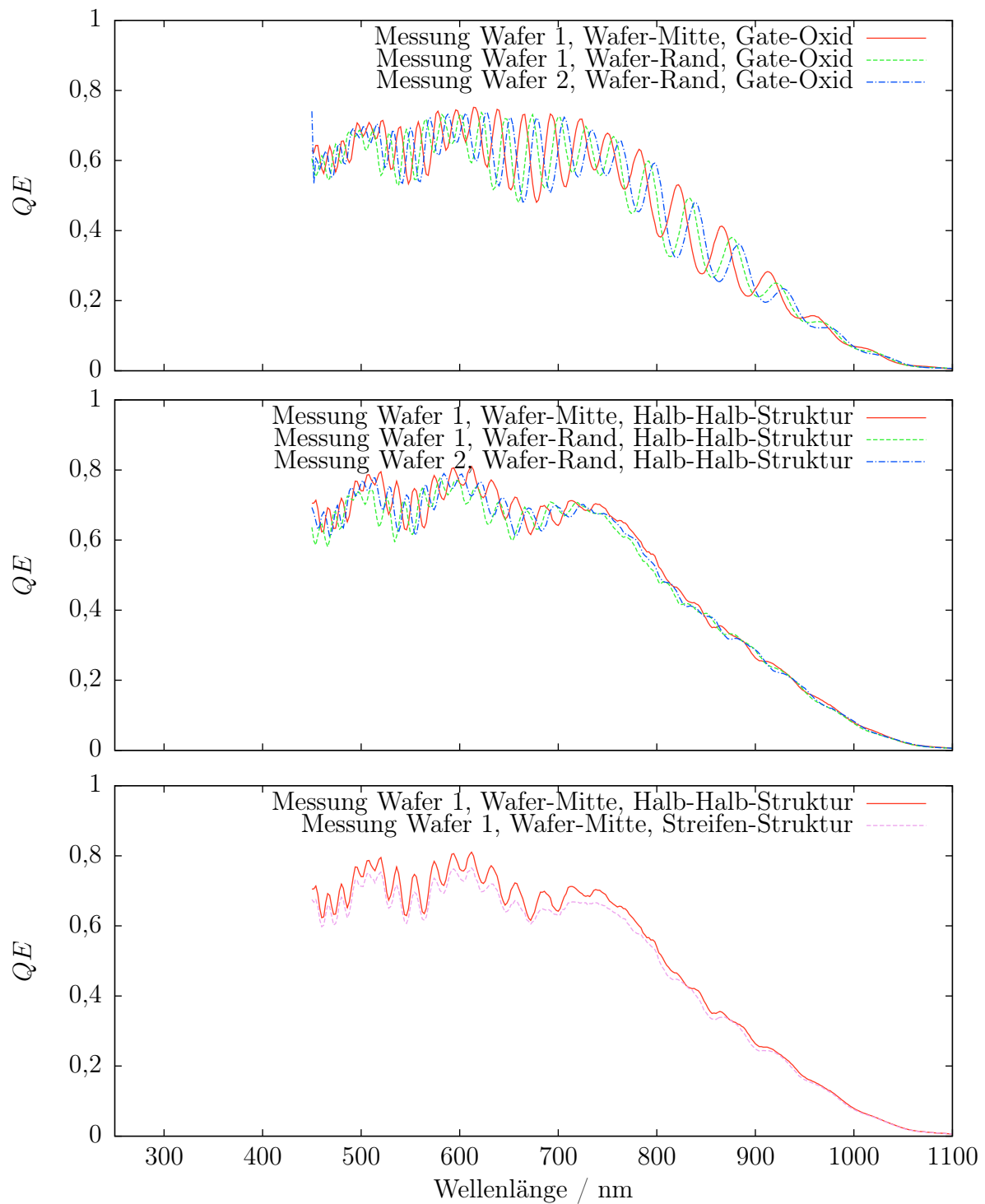


Abbildung 4.17.: Vergleich von Messungen verschiedener Dies auf dem Testfeld zur Stufenätzung. Oben sind Messungen der QE von Photodioden unter Gate-Oxid auf verschiedenen Wafern und verschiedenen Positionen auf dem Wafer dargestellt. In der Mitte sind Messungen von Photodioden entsprechend der Halb-Halb-Struktur aus den gleichen Dies wie im oberen Graph zu sehen. Unten ist ein Vergleich der QE der Halb-Halb-Struktur und der streifenförmigen Struktur dargestellt.

LOCOS-Prozesses durchgeführt wird. Dies hat den Vorteil, dass durch die spätere Planarisierung weiterhin eine ebene Wafer-Oberfläche erhalten bleibt. Allerdings sind Silizium-Ätzungen in photoaktiven Gebieten stets mit dem Risiko einer Erhöhung des Dunkelstroms durch Gitterfehler verbunden.

Zweitens kann die Stufe in die SiO_2 -Schicht geätzt werden, bevor die Passivierung abgeschieden wird. Dies hat zwar den Vorteil, dass die komplette Dicke der Passivierung erhalten wird, allerdings kommt es am Übergang der beiden Stufen zu einem Überhang der Passivierung, was einen zusätzlichen Übergangsbereich erzeugt, der ebenfalls die Empfindlichkeit beeinflusst. Besonders für kleine Pixel-Perioden kann dieser Überhang die optischen Effekte signifikant beeinflussen.

Drittens kann eine Stufe in die Passivierung geätzt werden. In diesem Fall kommt es zwar nicht zu einem zusätzlichen Übergangsbereich, allerdings kann es durch die dünnere Passivierung zu Problemen bei der Zuverlässigkeit kommen und Stufen in der Passivierung ermöglichen im Vergleich zu Stufen in der SiO_2 -Schicht eine weniger effektive Reduzierung von ΔQE . In allen drei Fällen muss als zusätzlicher Parameter die Inhomogenität und Schwankung der Ätzung berücksichtigt werden.

Eine Stufe in der Passivierung lässt sich auch durch eine zweistufige Abscheidung realisieren, bei der im ersten Schritt nur eine Schichtdicke entsprechend des gewünschten Stufenunterschieds abgeschieden wird, die im nächsten Schritt durch eine Maske selektiv bis auf das darunter liegende Siliziumoxid zurückgeätzt wird. Anschließend wird die eigentliche Passivierung abgeschieden. Dies hat den Vorteil, dass nur die Inhomogenitäten und Schwankungen der Abscheidung und nicht der Ätzung den Stufenunterschied beeinflussen. Allerdings kann es auch in diesem Fall zu einer Beeinflussung der Ergebnisse durch einen Übergangsbereich kommen.

Als letzte prinzipielle Möglichkeit kann die optische Weglängen durch eine Änderung des Brechungsindex in Teilbereichen des optischen Bauelements erzeugt werden, was jedoch einen erheblichen zusätzlichen Prozessaufwand bedeutet. Dazu können z. B. Löcher geätzt und anschließend mit einem anderen Material gefüllt werden. Erfolgt im nächsten Schritt eine Planarisierung, lässt sich der relative optische Weglängenunterschied der beiden Gebiete kontrollieren, wobei in diesem Fall eine unterschiedliche Dispersion der Materialien problematisch werden kann. Lässt sich auch die Schichtdicke kontrollieren, ist die Erzeugung eines bestimmten Weglängenunterschieds möglich. Eine genauere Betrachtung dieser Methode findet sich in Kapitel 6.

4.5. Dunkelstrom

Der Einfluss einer LOCOS-Stufe auf den Dunkelstrom I_{dark} wurde anhand des Testfelds zur Stufenätzung überprüft. Dazu wurden auf 64 Dies auf zwei Wafern die Dunkelströme der Gate-Oxid-, Feldoxid- und Halb-Halb-Struktur-Photodioden vermessen. Eine Übersicht über die aufgenommenen I-V-Kennlinien zeigt Abb. 4.18, eine tabellarische Zusammenfassung der Dunkelströme bei 3,3 V ist in Tab. 4.2 dargestellt.

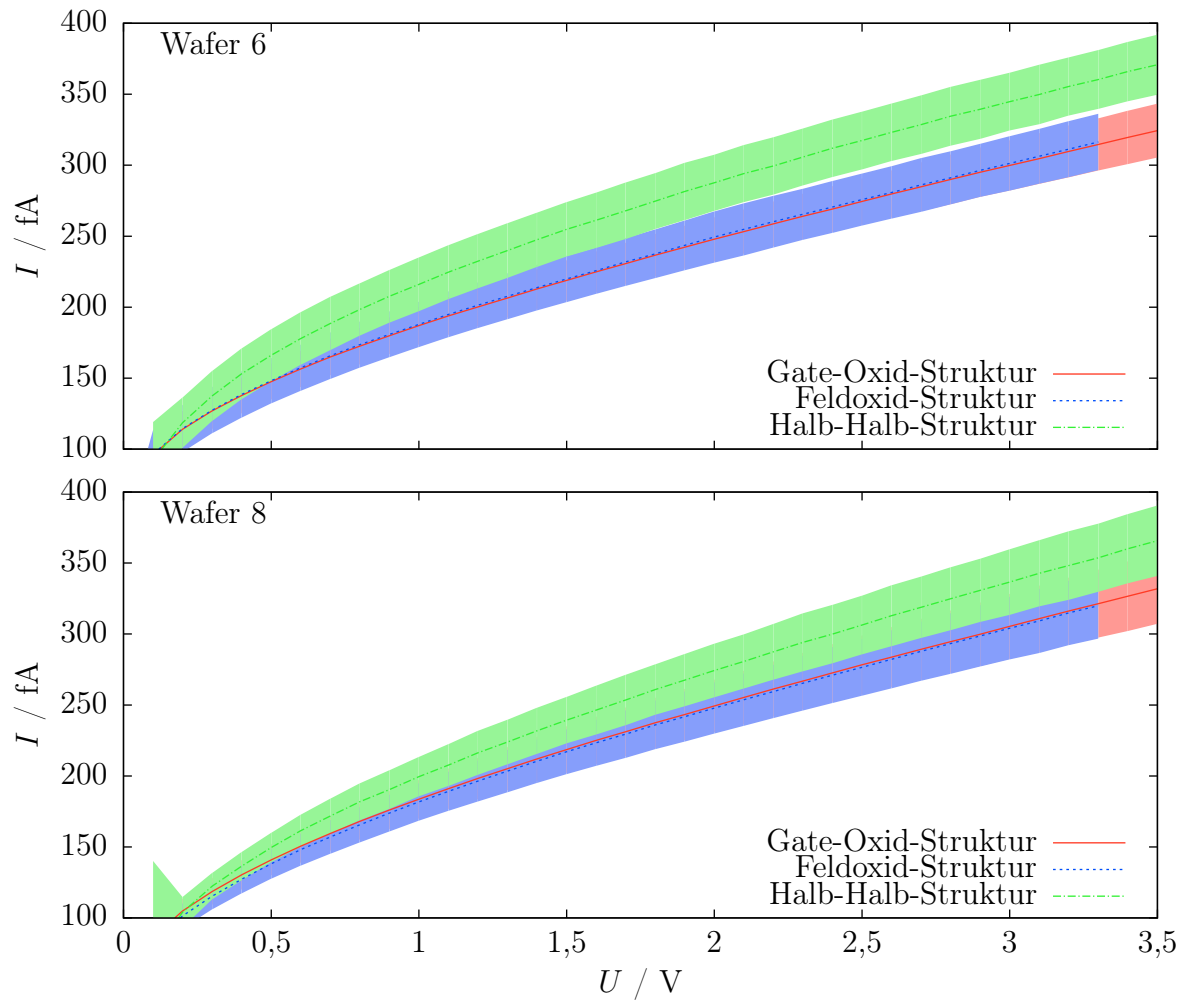


Abbildung 4.18.: Dunkelstrom von Photodioden mit verschiedenen Strukturen. Dargestellt ist der Dunkelstrom I_{dark} von Photodioden entsprechend den angegebenen Strukturen in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U . Die Messungen stellen den Mittelwert und die Standardabweichung aus der Vermessung von 64 Dies dar. Oben sind Ergebnisse aus Wafer 6, unten aus Wafer 8 einer Charge dargestellt. Die gemessenen Ströme der Photodioden unter Gate- und Feldoxid lassen sich in diesen Graphen optisch nicht trennen.

Struktur	$I_{\text{dark}} (U = 3,3 \text{ V})$ in fA	
	Wafer 6	Wafer 8
Gate-Oxid	315 ± 18	322 ± 24
Feldoxid	317 ± 20	320 ± 23
Halb-Halb	360 ± 21	354 ± 24

Tabelle 4.2.: Dunkelströme von verschiedenen Strukturen. Dargestellt sind die Dunkelströme I_{dark} bei $U = 3,3 \text{ V}$ von Photodioden mit der angegebenen Struktur, gemessen auf jeweils 64 Dies auf 2 verschiedenen Wafern.

Bei einer Messung auf zwei Wafern unterscheidet sich der Dunkelstrom der Photodioden unter Gate-Oxid und unter Feldoxid im Rahmen der Standardabweichung nicht. Allerdings weisen Photodioden entsprechend der Halb-Halb-Struktur einen (45 ± 10) fA (Wafer 6) bzw. (32 ± 4) fA (Wafer 8) höheren Dunkelstrom als Photodioden unter Gate-Oxid auf. Diese Differenz ist geringer als die maximalen Schwankungen des Dunkelstroms der Gate-Oxid-Photodiode über den Wafer, die bei den untersuchten Messungen 77 fA (Wafer 6), bzw. 94 fA (Wafer 8) betragen. Aus diesem Grund kann die Erhöhung als geringfügig angesehen werden.

Die Ursache der erhöhten Dunkelströme könnte der Übergang zwischen den Stufen und die damit verbundenen Kristallfehlstellen sein, was zu einer geometrieabhängigen Erhöhung des Dunkelstroms führen kann. Dies wurde durch eine Messung des Dunkelstroms der Streifen- im Vergleich zur Halb-Halb-Struktur an einem Wafer überprüft, bei der sich ein nochmals um (16 ± 4) fA erhöhter Dunkelstrom zeigt. Allerdings ist diese Erhöhung wesentlich geringer als die Erhöhung der Stufenübergänge (Faktor 53), außerdem können wegen des geringen Werts auch systematische Unsicherheiten der Messung, z. B. geringe Unterschiede zwischen den einzelnen Kanälen des Messgeräts oder Schwankungen der Umgebungsparameter, für den Unterschied verantwortlich sein. Eine abschließende Beurteilung des Einflusses der Stufenätzung auf den Dunkelstrom muss daher anwendungsspezifisch wiederholt werden.

4.6. Schräger Lichteinfall

Betrachtet man die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen unter schrägem Lichteinfall, so müssen zusätzliche Effekte berücksichtigt werden, die zu Schwankungen der Empfindlichkeit führen. Zum einen ändert der Einfallswinkel die optischen Effekte wie Reflektion, Transmission, Absorption und Interferenz. Zum anderen ändert sich die bestrahlte Fläche auf dem Substrat durch die Metall-Abdeckung (siehe Abb. 4.19). Dies ist bei optischen Bauelementen mit Stufen von besonderer Bedeutung, da Änderungen der bestrahlten Fläche auch zu einer ungleichmäßigen Bestrahlung der einzelnen Stufen führen und so die Reduzierung der Schwankungen der Empfindlichkeit durch die Stufenätzung verschlechtern können. Soll die Empfindlichkeit eines optischen Bauelements möglichst unabhängig vom Einfallswinkel θ_0 der Strahlung sein, müssen vor allem für optische Bauelemente mit Stufen geeignete Anpassungen der Struktur durchgeführt werden.

In diesem Abschnitt werden zunächst die einzelnen geometrischen Einflüsse durch den schrägen Lichteinfall betrachtet und eine Struktur für optische Bauelemente mit Stufen entwickelt, die einen möglichst geringen Einfluss des Einfallswinkels auf die Anteile der bestrahlten Stufen aufweist. Anschließend werden Simulationen der Empfindlichkeit von optischen Bauelementen unter schrägem Lichteinfall dargestellt.

4.6.1. Geometrische Einflüsse bei schrägem Lichteinfall

Aus der strahlenoptischen Betrachtung eines optischen Bauelements, dessen photoaktive Fläche durch ein Loch in einer Metall-Lage definiert ist, ergeben sich bei schräger Beleuchtung drei Einflüsse auf die bestrahlte Fläche des Substrats und auf die Anteile der bestrahlten Flächen der einzelnen Stufen. Für rechteckige Bauelemente können diese Einflüsse auf die Komponenten entlang der x - und y -Achse zurückgeführt werden. Bezeichnet man den Winkel der Strahlung in der SiO_2 -Schicht mit θ_{SiO_2} , den Abstand der Metall-Bahn vom Substrat mit h_{Met} und die Dicke der Metall-Bahn mit d_{Met} , ergeben sich die folgenden Änderungen Δx entlang der x -Achse (siehe Abb. 4.19, links):

- Es erfolgt eine Verschiebung Δx_1 entsprechend des Einfallswinkels:

$$\Delta x_1 = h_{\text{Met}} \tan \theta_{\text{SiO}_2}, \quad (4.6.1)$$

wobei angenommen wird, dass sich die aperturbestimmende Metall-Bahn überall auf gleicher Höhe h_{Met} befindet.

- Eine Verkleinerung Δx_2 durch die Abschattung der Metall-Abdeckung entsprechend:

$$\Delta x_2 = d_{\text{Mat}} |\tan \theta_{\text{SiO}_2}|, \quad (4.6.2)$$

wobei im Fall der Neigung der einfallenden Strahlung in x - und y -Richtung bei der Bestimmung der Flächenänderung darauf geachtet werden muss, den Anteil $\Delta x_2 \Delta y_2$ nicht doppelt zu berücksichtigen.

- Eine Vergrößerung oder Verkleinerung Δx_3 , je nachdem ob θ_0 positiv oder negativ ist entsprechend:

$$\Delta x_3 = \delta_{\text{SiO}_2} \tan \theta_{\text{SiO}_2}, \quad (4.6.3)$$

wobei dieser Beitrag für optische Bauelemente ohne Stufen nicht auftritt und nur der Anteil der bestrahlten Flächen der einzelnen Stufen beeinflusst wird. Ein ähnlicher Beitrag wird auch bei anderen Methoden zur Erzeugung der Stufen, durch Abschattungen der Stufen, wichtig.

Über eine analoge Betrachtung von Δy können diese Einflüsse auf die bestrahlte Fläche übertragen werden. Für besonders kleine Pixel-Perioden ist außerdem eine zwei- bzw. dreidimensionale wellenoptische Betrachtung sinnvoll, um Beugungseffekte an der Metall-Abdeckung und Einflüsse durch den Übergang der Stufen zu berücksichtigen.

Für $h_{\text{Met}} > d_{\text{Met}} > \delta_{\text{SiO}_2}$ sind auch die Beträge $\Delta x_1 > \Delta x_2 > \Delta x_3$. Wichtig für die Empfindlichkeit eines optischen Bauelements sind die durch Δx und Δy hervorgerufenen Veränderungen der bestrahlten Gesamtfläche und die Veränderungen der Anteile der bestrahlten Flächen der einzelnen Stufen. In der bisherigen Struktur war die Photodiode genauso groß wie das Loch in der Metall-Abdeckung sowie eine Hälfte der Diode mit einer

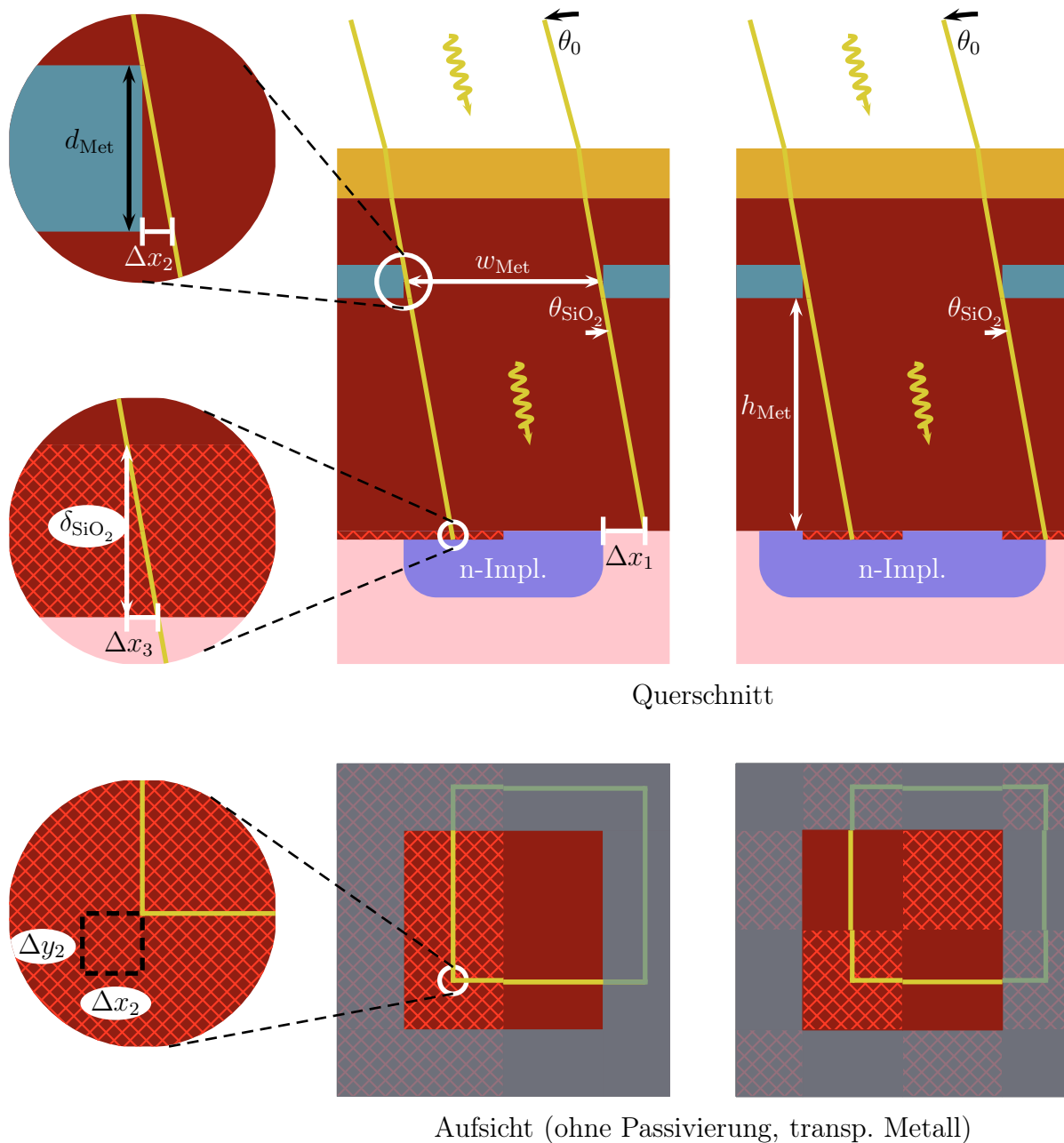


Abbildung 4.19.: Schematische Darstellung von optischem Bauelement mit Stufe bei schrägem Lichteinfall. Dargestellt ist ein optisches Bauelement entsprechend einer Schachbrett-Struktur (rechts). Links daneben ist ein optisches Bauelement entsprechend der Halb-Halb-Struktur dargestellt. Ganz links sind Vergrößerungen von bestimmten Bereichen gezeigt. Ein schematischer Querschnitt ist oben dargestellt, eine Aufsicht unten. Beschriftet sind die einzelnen Einflüsse Δx , die zu einer Veränderung der bestrahlten Fläche führen. Der Einfallswinkel beträgt $\theta_0 = 15^\circ$.

SiO₂-Schichtdicke und die andere Hälfte mit einer anderen SiO₂-Schichtdicke beschichtet, genannt Halb-Halb-Struktur, siehe Abb. 4.19 (links).

Betrachtet man zunächst Δx_1 , muss die dadurch hervorgerufene Verschiebung durch eine Vergrößerung der Photodiode um diesen Betrag über die Grenzen der Metall-Abdeckung hinaus ausgeglichen werden, sonst würde sich die bestrahlte Gesamtfläche reduzieren. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass der Füllfaktor eines optischen Bauelements absichtlich reduziert wird, damit Schwankungen ausgeglichen werden können. Für eine Photodiode entsprechend der Halb-Halb-Struktur führt diese Verschiebung außerdem zu einer Veränderung der Anteile der bestrahlten Flächen der beiden Stufen.

Δx_2 führt zu einer Verkleinerung der bestrahlten Gesamtfläche, die nur ausgeglichen werden könnte, wenn die Kanten der Metall-Abdeckung mit einem Winkel θ_{SiO_2} angeschrägt würden, was prozesstechnisch kaum zu realisieren ist. Für eine Photodiode entsprechend der Halb-Halb-Struktur führt auch dieser Beitrag zu einer Veränderung der Anteile der bestrahlten Flächen der beiden Stufen.

Δx_3 kann zu einer Vergrößerung der bestrahlten Fläche führen, die ebenfalls durch eine Vergrößerung der Photodiode ausgeglichen werden muss. Im Fall einer Photodiode gemäß der Halb-Halb-Struktur führt auch Δx_3 zu einer Veränderung der Anteile der bestrahlten Flächen der beiden Stufen.

Durch eine schachbrettartige Anordnung der Stufen, über die Metall-Abdeckung hinaus, können die Einflüsse von Δx_1 , Δx_2 und Δx_3 auf die Anteile der bestrahlten Flächen nahezu vollständig ausgeglichen werden, siehe Abb. 4.19 (rechts). Einzig ein Beitrag $\Delta x_2 \Delta y_2$ führt zu einer geringfügig unterschiedlichen Bestrahlung der einzelnen Stufen. Zusätzlich verkleinert sich die bestrahlte Gesamtfläche um $-w_{\text{Met}} (\Delta x_2 + \Delta y_2) + \Delta x_2 \Delta y_2$, was jedoch auch für optische Bauelemente ohne Stufen gilt. Die relative Änderung der bestrahlten Gesamtfläche hängt auch vom Abstand der Metall-Bahnen w_{Met} ab.

Ein weiterer Vorteil der Schachbrett-Struktur ist auch ein Ausgleich von Verschiebungen der Metall- und der Stufen-Maske zueinander (sog. Overlay-Fehler). Wie weit die Anordnung der Stufen über die Metall-Abdeckung hinaus erweitert werden muss, hängt dabei vom maximal erlaubten Winkel θ_0 und vom erlaubten Overlay-Fehler ab. Die Eigenschaften einer schachbrettartigen Struktur gelten für alle Stufenätzungen mit $m_S = 2$ und $m_S = i^2, i \in \mathbb{N}$.

Durch eine schachbrettartige Struktur der Stufen kann eine nahezu gleichmäßige Bestrahlung der einzelnen Stufen auch unter schräger Beleuchtung gewährleistet werden. Weitere Möglichkeiten zur Optimierung würden sich ergeben, wenn das Vorzeichen des Einfallswinkels für das optische Bauelement festgelegt wäre. In diesem Fall müsste die Stufenanordnung nur in eine Richtung über die Metall-Abdeckung hinaus erweitert werden.

4.6.2. Simulation der Quanteneffizienz bei schrägem Lichteinfall

Simuliert man die Quanteneffizienz bei einem Einfallswinkel von $\theta_0 = 15^\circ$ für eine Photodiode ohne Stufen und eine Photodiode mit zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht, die sich um 130 nm unterscheiden, so ergibt sich im Vergleich zur senkrechten Beleuchtung eine kaum veränderte ΔQE , siehe Abb. 4.20 (oben bzw. Mitte). Bei dieser Simulation wurden ausschließlich die Effekte des schrägen Lichteinfalls auf die optischen Effekte wie Transmission, Reflektion, Absorption und Interferenz berücksichtigt, da die im letzten Abschnitt behandelten geometrischen Einflüsse von der genauen Geometrie des optischen Bauelements abhängen und damit anwendungsspezifisch betrachtet werden müssen. In Abb. 4.20 (unten) findet sich außerdem ein Vergleich der \overline{QE} der untersuchten Photodioden.

Durch den schrägen Lichteinfall verändern folgende Effekte die Empfindlichkeit des optischen Bauelements:

- Die Phasendifferenz (siehe Gl. 2.4.8) zwischen den einzelnen Teilwellen ändert sich, was zu einer Streckung der Oszillationen, analog einer Schichtdickenänderung, führt.
- Die Reflektions- und Transmissionsfaktoren ändern sich beim betrachteten Einfallswinkel von $\theta_0 = 15^\circ$ leicht, was sich in einer leicht veränderten durchschnittlichen Quanteneffizienz \overline{QE} und in einem leicht veränderten ΔQE äußert. Der Mittelwert von \overline{QE} über den gesamten Wellenlängenbereich unterscheidet sich dabei für beide Photodioden-Geometrien um weniger als 0,01 von der Simulation bei senkrechtem Lichteinfall. Der Mittelwert von ΔQE über den gesamten Wellenlängenbereich sinkt für beide Geometrien um 6,5 % im Vergleich zum senkrechten Einfall.
- Durch den erhöhten Ausbreitungswinkel der Welle im Silizium θ_{Si} ergibt sich eine effektive photoaktive Tiefe $d_{\text{aktiv,eff}}$ gemäß:

$$d_{\text{aktiv,eff}} = \frac{d_{\text{aktiv}}}{\cos \theta_{\text{Si}}}, \quad (4.6.4)$$

wobei d_{aktiv} die in Abschnitt 2.10 definierte photoaktive Tiefe eines optischen Bauelements im betrachteten Prozess ist. Im Wellenlängenbereich von 250 bis 1100 nm ist $n_{\text{Si}} \geq 3,541$, was bei einem Einfallswinkel von $\theta_0 = 15^\circ$ zu einem Ausbreitungswinkel im Silizium von $\theta_{\text{Si}} \leq 4,2^\circ$ und damit zu einer Änderung der photoaktiven Tiefe von weniger als 0,27 % bzw. 30 nm führt, die keine sichtbaren Auswirkungen auf die Empfindlichkeit hat.

Eine quantitative Auswertung von ΔQE für den Bereich von 250 bis 1100 nm, den sichtbaren Bereich und $\lambda = 756$ nm findet sich in Tab. 4.3. Abschließend lässt sich festhalten, dass die Eigenschaft der Stufenätzung, ΔQE zu reduzieren und \overline{QE} nicht zu verändern, auch bei schräger Beleuchtung erhalten bleibt.

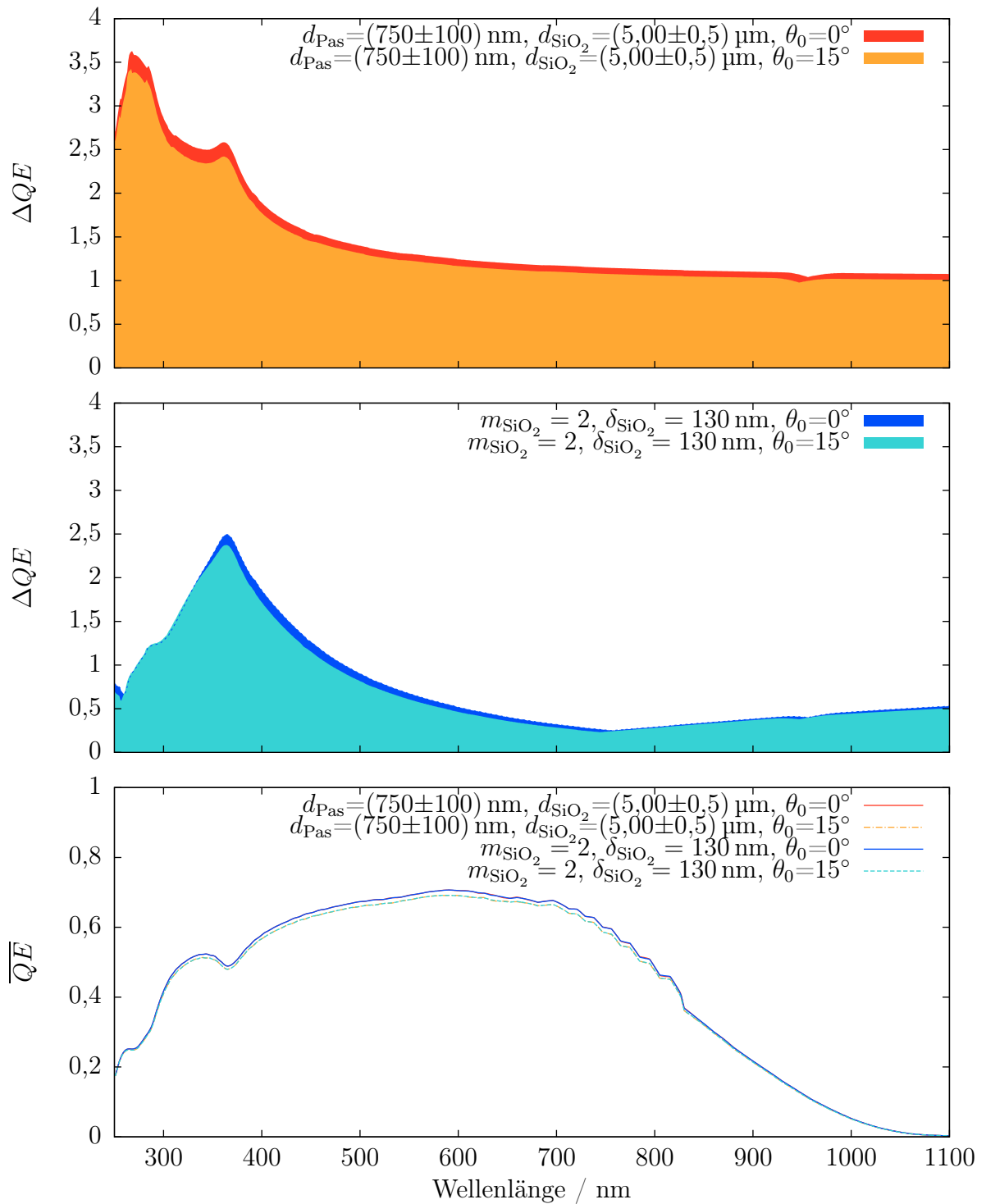


Abbildung 4.20.: Simulation von ΔQE und \overline{QE} von Photodioden bei schrägem Lichteinfall. Dargestellt ist ein Vergleich von ΔQE bei senkrechter und schräger Beleuchtung mit $\theta_0 = 15^\circ$ und paralleler Polarisation für Photodioden ohne Stufen (oben) und Photodioden mit zwei Stufen in der SiO_2 -Schicht (Mitte). Unten findet sich ein Vergleich von \overline{QE} bei diesen Simulationen.

Stufenkombination	θ_0	ΔQE $250 \leq \lambda \leq 1100 \text{ nm}$			ΔQE $380 \leq \lambda < 780 \text{ nm}$			ΔQE 756 nm
		MW	Stabw	Max	MW	Stabw	Max	
keine Stufen	0°	1,48	0,63	3,63	1,36	0,24	2,21	1,14
keine Stufen	15°	1,39	0,60	3,43	1,27	0,22	2,07	1,07
$m_{\text{SiO}_2}=2, \delta_{\text{SiO}_2}=130 \text{ nm}$	0°	0,76	0,58	2,49	0,76	0,51	2,21	0,25
$m_{\text{SiO}_2}=2, \delta_{\text{SiO}_2}=130 \text{ nm}$	15°	0,71	0,56	2,38	0,70	0,48	2,12	0,24

Tabelle 4.3.: Übersicht über ΔQE für verschiedene Wellenlängenbereiche bei schrägem Einfallswinkel. Dargestellt sind der Mittelwert (MW), die Standard-Abweichung (Stabw) und das Maximum (Max) der prozessbedingten Quanteneffizienz-Schwankungen ΔQE für den Wellenlängenbereich von 250 bis 1100 nm, den sichtbaren Bereich und für $\lambda = 756 \text{ nm}$ für Photodioden entsprechend verschiedener Strukturen bei paralleler Polarisation.

4.7. Zusammenfassung Stufenätzung

Durch die Kombination von mehreren optischen Schichtdicken, hier Stufen genannt, in ein einziges optisches Bauelement, ergibt sich dessen Empfindlichkeit aus der Überlagerung der Empfindlichkeiten der einzelnen Stufen. Auf diese Weise kommt es zu einem Ausgleich von Schwankungen der Quanteneffizienz, die bei optischen Bauelementen mit einer einzigen Schichtdicke durch Änderungen der Wellenlänge und durch prozessbedingte Schwankungen der Schichtdicken der einzelnen Schichten im Back-End-of-Line hervorgerufen werden.

Der Wellenlängenbereich und das Ausmaß der Reduktion dieser Schwankungen lässt sich durch die Anzahl der Stufen und deren optische Weglängenunterschiede kontrollieren. Generell erfolgt durch mehr Stufen eine größere Reduktion über einen weiteren Wellenlängenbereich, als mit weniger Stufen. Außerdem sind Stufen in der optisch dickeren Schicht effektiver als Stufen in optisch dünneren Schichten, da die Oszillationen stärker von der optisch dickeren Schicht beeinflusst werden. In der vorliegenden Struktur sind Stufen in der SiO_2 -Schicht also effektiver als Stufen in der Passivierung.

Eine besonders einfache Methode zur Herstellung von optischen Bauelementen mit zwei Stufen lässt sich durch den LOCOS-Prozess erreichen, der ohne zusätzlichen Prozessaufwand im betrachteten Prozess einen SiO_2 -Schichtdickenunterschied von 131 nm erzeugt. Weitere Möglichkeiten zur Herstellung von Stufen ergeben sich z. B. durch Ätzungen, woraus die Bezeichnung Stufenätzung für diese Methode abgeleitet wird.

Messungen haben bestätigt, dass die Beschreibung eines optischen Bauelements mit Stufen durch die Überlagerung der Empfindlichkeiten der einzelnen Stufen möglich ist. In diesen Messungen wurde auch die simulierte Reduktion der Wellenlängen- und prozessbedingten Schwankungen der Empfindlichkeit bestätigt. Allerdings zeigten die Messungen auch eine geringfügige Erhöhung des Dunkelstroms, die möglicherweise auf die Generation von Ladungsträgern durch Störstellen an dem Übergang zwischen den Stufen hervor-

gerufen wird. Ob die Erhöhung des Dunkelstroms auch in Anwendungen signifikant ist, muss in entsprechenden Untersuchungen überprüft werden. In diesem Zusammenhang ist auch eine Untersuchung von zusätzlichem Übersprechen von optischen Bauelementen sinnvoll, auch wenn dies aufgrund der geringfügigen Änderungen durch die Stufen unwahrscheinlich ist. Außerdem sollte beim Einsatz der Stufenätzung in Bildsensoren untersucht werden, ob es durch die geringe Fläche der einzelnen Stufen zu Einflüssen auf die Empfindlichkeit, z. B. durch Randeffekte, kommt.

Durch eine schachbrettartige laterale Anordnung der einzelnen Stufen lässt sich eine nahezu gleichmäßige Bestrahlung der einzelnen Stufen auch unter schrägem Einfall der Strahlung erreichen, wodurch die Eigenschaften der Stufenätzung auch bei schrägem Lichteinfall nahezu unverändert erhalten bleiben. Da für schrägen Lichteinfall bei optischen Bauelementen ohne Stufen eine Streckung der Oszillationen der Empfindlichkeit entsprechend einem Schichtdickenunterschied erfolgt, erlaubt die Stufenätzung auch eine Reduzierung von Schwankungen der Empfindlichkeit in Abhängigkeit des Einfallswinkels.

Durch die Stufenätzung ist es also möglich, die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von optischen Bauelementen von Änderungen der Wellenlänge, Schichtdickenschwankungen, dem Einfallswinkel und indirekt auch vom Spektrum der Strahlung zu reduzieren. Diese Abhängigkeiten der Empfindlichkeit von optischen Bauelementen ohne Stufen sind beim Einsatz in allen Anwendungen mit schmalbandiger Bestrahlung wie der Spektroskopie und Anwendungen mit Laser-Beleuchtung wie dem 3D-time-of-flight-imaging unerwünscht. Durch die Stufenätzung können diese Nachteile von CMOS-Bildsensoren stark vermindert und damit deren Eignung für diese Anwendungsgebiete verbessert werden, wobei die Stufenkombinationen und Herstellungsmethoden für verschiedene Anwendungsgebiete angepasst werden können, um optimale Ergebnisse unter Einhaltung von Randbedingungen durch den Prozess zu erreichen. Die durchschnittliche Quanteneffizienz wird durch die Stufenätzung nicht beeinflusst.

Eine Patentanmeldung zur Stufenätzung wurde eingereicht (siehe Anhang Arbeiten und Veröffentlichungen).

KAPITEL 5

DIE OXIDSTAPELÄTZUNG

In Kapitel 2 wurden zwei Probleme beim Einsatz von CMOS-Photodioden in wissenschaftlichen und technischen Anwendungen diskutiert, die durch das Back-End-of-Line entstehen: Die Empfindlichkeit schwankt durch Interferenzeffekte, und bei Wellenlängen unterhalb von 250 nm absorbieren sowohl die Siliziumnitrid-, als auch die Siliziumoxid-Schichten einen großen Anteil der einfallenden Strahlung. Eine Möglichkeit, diese beiden Probleme zu beseitigen, ergibt sich durch die nahezu vollständige Entfernung aller Schichten in photoaktiven Gebieten. Außerhalb der photoaktiven Gebiete muss das Back-End-of-Line zur Verdrahtung der einzelnen Schaltungsteile intakt bleiben.

Neben der Empfindlichkeit müssen jedoch auch der Dunkelstrom und die Zuverlässigkeit der Photodioden berücksichtigt werden. Um ein Anwachsen des Dunkelstroms zu verhindern, sollte daher ein thermisches Siliziumoxid in photoaktiven Gebieten auf der Oberfläche verbleiben. Da zunächst keine Erweiterung des empfindlichen Spektralbereichs auf weniger als 250 nm angestrebt wurde und um keine zusätzlichen Risiken bei der Zuverlässigkeit zu erzeugen, wurde erst geplant, eine Siliziumnitrid-Passivierung nach der Entfernung der Schichten auf dem photoaktiven Gebiet abzuschneiden. So wurde der Name Oxidstapelätzung (engl. deep optical stack etching, DOSE) gebildet.

Später wurde jedoch auch der Spektralbereich unterhalb von 250 nm interessant, der sich durch eine Oxidstapelätzung ohne nachträgliche Passivierung erschließen lässt. Daher werden bei der Oxidstapelätzung zwei Varianten unterschieden. In der ersten Variante wird eine Siliziumnitrid-Passivierung auf photoaktive Gebiete abgeschieden, bei der zweiten Variante befindet sich die Siliziumnitrid-Passivierung nur auf den übrigen Gebieten. Obwohl bei dieser Variante auch Siliziumnitrid geätzt wird, wird im Deutschen weiterhin der Name Oxidstapelätzung für diese Variante verwendet.

In diesem Kapitel werden zunächst die beiden Prozessvarianten der Oxidstapelätzung dargestellt. In diesem Zusammenhang werden auch die nötigen Regeln für den Einsatz in optischen Bauelementen diskutiert. Anschließend erfolgt eine eindimensionale Simulation sowie eine Messung der Empfindlichkeit. Abschließend wird eine zweidimensionale Simulation durchgeführt, die zur Beurteilung von Übersprecheffekten zwischen mehreren optischen Bauelementen und dem Verhalten bei schrägem Lichteinfall dient. Eine Untersuchung des Dunkelstroms wurde nicht durchgeführt, da die Teststrukturen von Anätzungen der Silizium-Oberfläche betroffen sind und daher eine mögliche Erhöhung nicht sicher auf die Oxidstapelätzung zurückgeführt werden könnte.

5.1. Oxidstapelätzung - Prozess

Der Prozess zur Herstellung der Oxidstapelätzung soll eine Reduktion des Back-End-of-Line in photoaktiven Gebieten auf thermisches Siliziumoxid mit Passivierung (Oxidstapelätzung Variante 1) oder ohne Passivierung (Oxidstapelätzung Variante 2) erzeugen. Dazu wird eine zusätzliche DOSE-Maske eingeführt, die eine Maskierung der Bereiche, die nicht von der Oxidstapelätzung betroffen sein sollen, erlaubt. In den Bereichen, die

von der DOSE-Maske offen gelassen werden, werden die Schichten auf dem Substrat durch reaktives Ionenätzen (engl. reactive ion etching, RIE) entfernt.

Reaktives Ionenätzen ist wesentlich anisotroper als eine Nassätzung und erlaubt dadurch die Prozessierung auch bei einer Pixel-Periode von $10\mu\text{m}$ und einem Füllfaktor von 50 %. In diesem Fall liegt das Aspektverhältnis, also das Verhältnis von Tiefe der Ätzung zur lateralen Ausdehnung, bei ca. 1. Bei einer Nassätzung der Schichten lassen sich Aspektverhältnisse von weniger als 0,5 erreichen, was zu sehr viel größeren Pixel-Perioden führen würde. Bei RIE-Ätzversuchen mit unterschiedlichen Ätzweiten wurde bis hinunter zu $3\mu\text{m}$ kein Einfluss der Ätzweite auf die Ätzrate festgestellt.

Um ein thermisches Siliziumoxid auf den photoaktiven Gebieten zu behalten, wird eine Schicht aus Polysilizium genutzt, die durch eine entsprechende Polysilizium-Maske strukturiert wird. Diese Kombination ist im Prozess bereits enthalten, und wird normalerweise zur Herstellung von Transistoren verwendet (das sog. Gate-Poly). Als thermisches Siliziumoxid unter der Polysilizium-Stoppschicht wird ein Gate-Oxid mit ca. 50 nm Dicke genutzt, die Polysilizium-Schicht ist ca. 240 nm dick.

Die Oxidstapelätzung stoppt zunächst auf der Polysilizium-Stoppschicht. Anschließend wird diese ebenfalls durch reaktives Ionenätzen entfernt, da sie sonst eine hohe Absorption verursachen und damit die Empfindlichkeit des optischen Bauelements reduzieren würde. Bei dieser Ätzung muss darauf geachtet werden, dass sich kein offenes Metall in der Ätzkammer befindet, da dieses ebenfalls von der Ätzung betroffen wäre und die Ätzkammer kontaminieren könnte. Dies ist besonders kritisch, da Wafer bei der Ätzung des Polysiliziums normalerweise keine weiteren Schichten auf dem Polysilizium aufweisen und die Kontaminierung damit direkt zu den freigelegten Transistoren gelangen könnte. Aus diesem Grund muss die DOSE-Maske kleiner als der Abstand der Metall-Bahnen sein, wodurch eine Siliziumoxid-Barriere zwischen den Metall-Bahnen und der Ätzung bestehen bleibt. Außerdem bedarf die Öffnung der Metall-Bondpads daher besonderer Überlegungen. Die zugehörige Maske wird im Folgenden Pad-Maske genannt. Die Integration der Pad-Öffnung in die Oxidstapelätzung erfolgt bei den beiden Varianten unterschiedlich.

Bei der Justierung von verschiedenen Masken zueinander müssen stets Verschiebungen, sog. Overlay-Fehler, berücksichtigt werden. Die DOSE-Maske wird auf die Polysilizium-Maske justiert, sodass hier nur dieser Overlay-Fehler berücksichtigt werden muss. Zum Ausgleich der Overlay-Fehler muss die Polysilizium-Stoppschicht größer als die DOSE-Maske sein. Im Back-End-of-Line werden die einzelnen Metall- und Via-Masken jedoch auf die jeweils darunter liegende Ebene justiert, sodass sich die Overlay-Fehler hier addieren. Außerdem erfolgt die Oxidstapelätzung nicht vollständig senkrecht, sondern erzeugt einen gewissen Kantenwinkel und eine Verbreiterung gegenüber der gezeichneten Maske. Eine genaue Betrachtung der durch diese Randbedingungen nötigen Regeln zur Erstellung der DOSE-Maske, den sog. Design-Rules, findet sich in Abschnitt 5.2.

5.1.1. Oxidstapelätzung Variante 1

Für die Oxidstapelätzung Variante 1 werden folgende Prozessschritte durchlaufen (siehe Abb. 5.1):

- a) CMOS-Prozess bis zum Schritt vor der Abscheidung der Passivierung
- b) Belacken, Belichten mit DOSE-Maske, Entwickeln
- c) Ätzen Oxidstapelätzung V1, Ätzen Oxidstapelätzung Polysilizium
- d) Lack veraschen
- e) Abscheidung Siliziumnitrid-Passivierung
- f) Belacken, Belichten Pad-Maske, Entwickeln, UV-Härtung, Belacken, Belichten Pad-Maske, Entwickeln
- g) Ätzen Pad-Öffnung
- h) Lack veraschen

Bei dieser Variante muss in Schritt c) der gesamte Oxidstapel auf dem Polysilizium geätzt werden, wobei die Dauer der Ätzung aus der Ätzrate und der Schichtdicke festgelegt werden muss. Die Selektivität der Ätzung zum Lack und zum Polysilizium muss ausreichen, damit auf den Pads das Siliziumoxid und im photoaktiven Gebiet das Polysilizium intakt bleibt.

Während durch eine Erhöhung der Lack-Dicke die Anforderung an die Selektivität der Ätzung zum Lack entspannt werden kann, ist die Dicke des Polysiliums durch den Prozess vorgegeben und kann nicht geändert werden. Die Selektivität der Ätzung zum Polysilizium muss daher ausreichen, um die Inhomogenität der Ätzung über den Wafer, unterschiedliche Ätzraten bei verschiedenen Öffnungsgraden der Maske und die nicht genau bekannte Schichtdicke und damit Dauer der Ätzung der Siliziumoxid-Schichten auszugleichen.

Bei den später dargestellten Teststrukturen zu diesem Prozess wurde die Schichtdicke über REM-Messungen an Querschnitten von Wafern der gleichen Charge durchgeführt, die nicht der Oxidstapelätzung unterzogen wurden. Die Ätzrate wurde an Test-Wafern, die mit der gleichen Maske strukturiert wurden, gemessen. Aus der Kombination dieser beiden Werte wurde die Ätzdauer festgelegt. Diese Art der Festlegung der Ätzdauer ist nicht optimal, so zeigten sich in späteren REM-Querschnitten Anätzungen der Silizium-Oberfläche nach der Herstellung der Teststrukturen.

Für den produktiven Einsatz ist daher eine bessere Kontrolle der Ätzdauer nötig. Allerdings ist eine optische Schichtdickenmessung zur Bestimmung der Ätzdauer wegen der großen Schichtdicke mit den vorhandenen Geräten nicht genau genug möglich. Eine automatische Endpunkterkennung, bei der Reaktionsprodukte der Siliziumoxid-Ätzung ausgewertet werden, um das Erreichen der Polysilizium-Stoppschicht zu detektieren, war

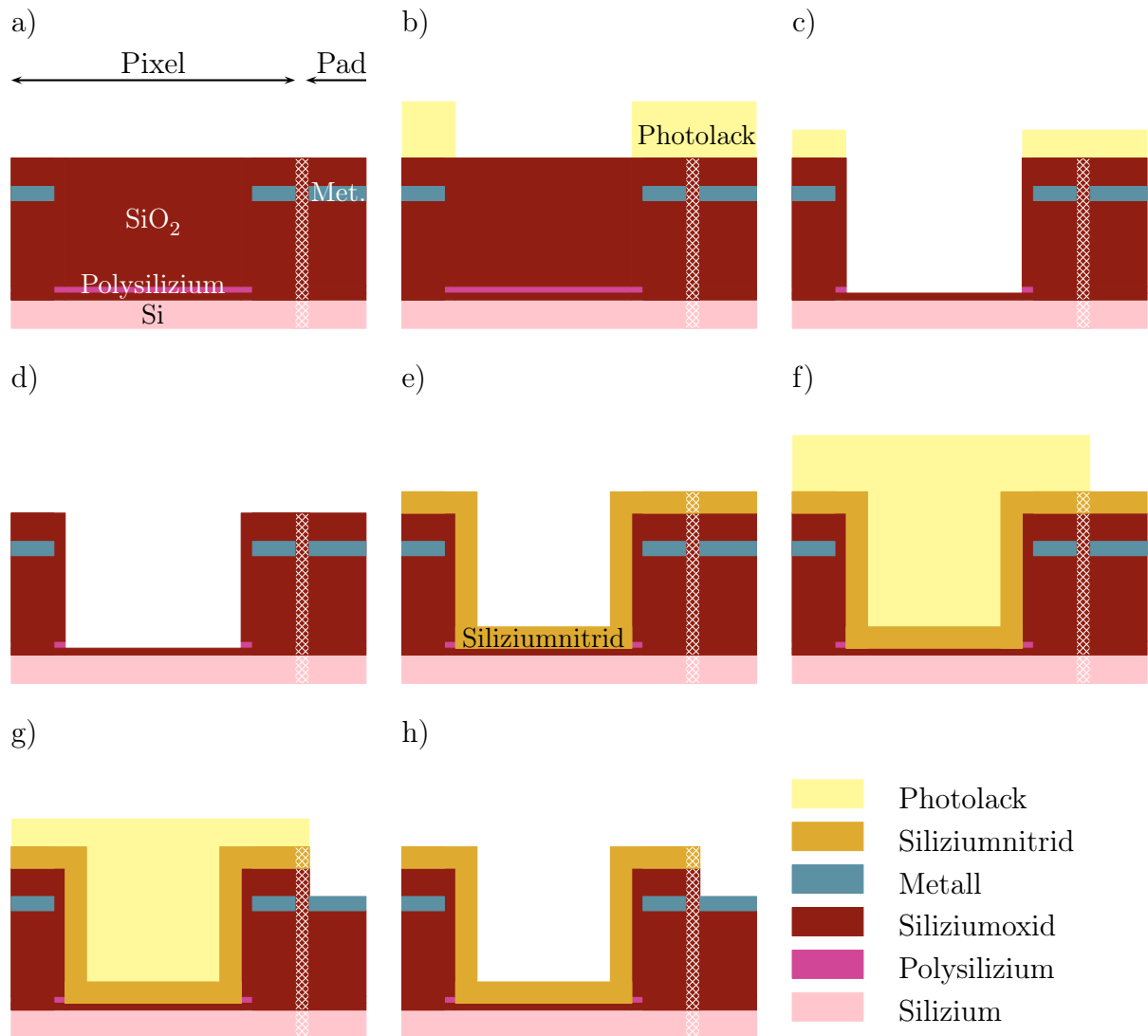


Abbildung 5.1.: Prozessschema der Oxidstapelätzung Variante 1. Dargestellt sind die einzelnen Prozessschritte, die im Rahmen der Oxidstapelätzung Variante 1 für die Pixel- bzw. Pad-Bereiche durchlaufen werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in Abschnitt 5.1.1.

bei der Prozessierung der Teststrukturen wegen des extrem geringen Öffnungsgrades der DOSE-Maske nicht möglich.

Auch bei Bildsensoren mit einem größeren Öffnungsgrad der DOSE-Maske ist eine automatische Endpunkterkennung jedoch problematisch. Zum einen kommt es auch nach Erreichen der Stoppschicht durch Ätzungen an den Flanken zu einem Signal bei der Endpunkterkennung. Zum anderen kommt es durch die große Ätztiefe und die Inhomogenitäten der Ätzung zu einem sehr flachen Endpunktsignal. Diese beiden Effekte sind für eine automatische Endpunkterkennung problematisch und sollen in Zukunft durch weitere Anpassungen der Ätzung, wie der Detektion von weiteren Reaktionsprodukten bei der Ätzung umgangen werden, um eine automatische Endpunkterkennung zu ermöglichen.

Einen Ausweg stellt ein zweistufiger Prozess dar, bei dem zunächst nur ein Teil der Siliziumoxid-Schicht geätzt, anschließend eine optische Schichtdickenmessung an einer entsprechenden Teststruktur durchgeführt und basierend auf dieser Messung die Ätzdauer eines zweiten Ätzschrittes festgelegt wird.

Wurde bei der Ätzung der Siliziumoxid-Schichten ungewollt die Polysilizium-Stoppschicht und die darunter liegende thermische Siliziumoxid-Schicht entfernt, führt der anschließende Ätzschritt, der eigentlich zur Entfernung der Polysilizium-Stoppschicht gedacht ist, zu einer Anätzung des Silizium-Substrats. Aufgrund der sehr guten Selektivität der Polysilizium-Ätzung zu Siliziumoxid reicht sonst eine dünne Siliziumoxid-Schicht, wie das verwendete Gate-Oxid, als Stoppschicht für die Ätzung der Polysilizium-Stoppschicht aus. Auf diese Weise kann nicht nur ein thermisches Siliziumoxid auf den photoaktiven Gebieten erhalten, sondern auch die Gefahr von Anätzungen des Substrats durch die Ätzprozesse minimiert werden.

Um in Schritt g) das Öffnen der Bond-Pads zu ermöglichen, muss in Schritt f) zweimal belackt, belichtet und entwickelt werden. Durch die tiefen Löcher, die sich zu diesem Zeitpunkt in der Oberfläche befinden, würde der Lack sonst die Kanten des Lochs nicht ausreichend bedecken, was zu einer Anätzung der Oberkanten der optischen Bauelemente bei der Pad-Öffnung führen würde.

5.1.2. Oxidstapelätzung Variante 2

Für die Oxidstapelätzung Variante 2 werden folgende Prozessschritte durchlaufen (siehe Abb. 5.2):

- a) CMOS-Prozess bis inklusive der Abscheidung der Passivierung
- b) Belacken, Belichten DOSE-Maske, Belichten Pad-Maske, Entwickeln
- c) Ätzen Pad-Öffnung
- d) Lack veraschen
- e) Belacken, Belichten DOSE-Maske, Entwickeln

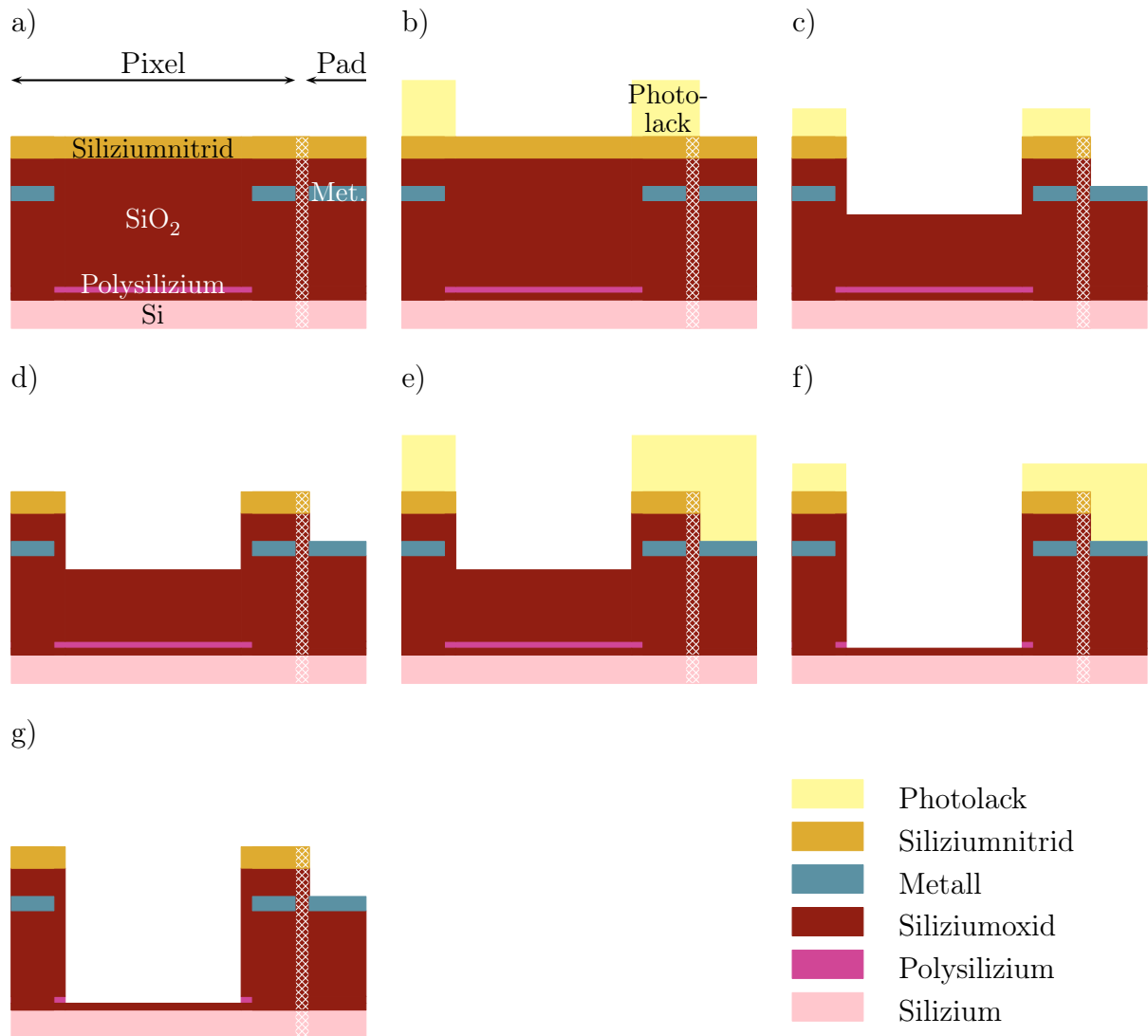


Abbildung 5.2.: Prozessschema der Oxidstapelätzung Variante 2. Dargestellt sind die einzelnen Prozessschritte, die im Rahmen der Oxidstapelätzung Variante 2 für die Pixel- bzw. Pad-Bereiche durchlaufen werden. Eine Beschreibung findet sich in Abschnitt 5.1.2.

f) Ätzen Oxidstapelätzung V2, Ätzen Oxidstapelätzung Polysilizium

g) Lack veraschen

Bei diesem Prozess wird ausgenutzt, dass Positivlacke verwendet werden, die an den belichteten Stellen durch den Entwickler entfernt werden. Da es sich sowohl bei der DOSE- als auch bei der Pad-Maske um eine sog. Dark-Field-Maske handelt, bei der gezeichnete Strukturen belichtet werden, können in Schritt b) zwei Masken gleichzeitig in den Lack übertragen werden. Dadurch muss in Schritt f) nur noch ein Teil der Siliziumoxid-Schichtdicke geätzt werden, was den Lack-Verlust bei diesem Ätzschritt reduziert und damit eine ausreichende Lack-Dicke auf den Pads während der Ätzung der Polysilizium-Stoppschicht sicherstellt. Bei der zweiten Fototechnik in Schritt e) sollte dabei ein möglichst ähnlicher Overlay-Fehler wie bei der ersten Fototechnik angestrebt werden, da es sonst zu einer Stufe in der Flanke kommt, welche die Fläche der Oxidstapelätzung reduziert.

Bei der Festlegung der Ätzdauer der Siliziumoxid-Ätzung in Schritt f) sind die gleichen Randbedingungen wie beim entsprechenden Ätzrezept aus der Variante 1 zu berücksichtigen.

5.2. Design-Rules

Um offene Metall-Bahnen bei der Ätzung der Polysilizium-Stoppschicht zu verhindern, muss die DOSE-Maske einen bestimmten Mindestabstand von den Metall-Bahnen w_{DOSE} , die sog. Design-Rules, einhalten. Eine genaue Festlegung dieses Parameters ist dabei wichtig, da zum einen die Fläche der Oxidstapelätzung möglichst groß sein soll, zum anderen das Risiko einer Metall-Ätzung vermieden werden muss. Eine schematische Übersicht über die im Folgenden eingeführten Größen findet sich in Abb. 5.3.

Für die verschiedenen Metall-Lagen ergeben sich unterschiedliche Werte für w_{DOSE} , je nach Abstand der Metall-Bahn vom Substrat und der Dicke der Metall-Bahn. Außerdem beeinflussen Overlay-Fehler und die Kantensteilheit der Ätzung θ_{DOSE} den Wert von w_{DOSE} . Zusätzlich sollte eine gewisse Reserve w_{Res} berücksichtigt werden, damit auch im schlimmsten Fall eine Siliziumoxid-Schicht zwischen Metall-Bahn und DOSE-Maske bestehen bleibt.

Der Abstand der Oberkante der Metall-Bahn von der Oberkante der Polysilizium-Schicht h'_{Met} ist gegeben durch den Abstand der Metall-Bahn vom Substrat h_{Met} , der Dicke der Metall-Bahn d_{Met} , der Dicke des Polysiliums d_{Poly} und dem Abstand des Polysiliums vom Substrat, die gleich der Dicke des Gate-Oxids ist $h_{\text{Poly}} = d_{\text{Gate-Oxid}}$:

$$h'_{\text{Met}} = h_{\text{Met}} + d_{\text{Met}} - d_{\text{Gate-Oxid}} - d_{\text{Poly}}. \quad (5.2.1)$$

Der Abstand der Oberkante des optischen Stapels vom Polysilizium h'_{Stapel} unterscheidet sich für die beiden Varianten der Oxidstapelätzung um die Dicke der Passivierung d_{Pas} :

$$h'_{\text{Stapel}} = d_{\text{Oxid}} - h_{\text{Poly}} - d_{\text{Poly}} \quad \text{Variante 1,} \quad (5.2.2)$$

$$h'_{\text{Stapel}} = d_{\text{Oxid}} + d_{\text{Pas}} - h_{\text{Poly}} - d_{\text{Poly}} \quad \text{Variante 2.} \quad (5.2.3)$$

Dabei muss beachtet werden, dass bei unterschiedlichen thermischen Siliziumoxiden in den einzelnen Bereichen auch die Oberkante des Polysiliziums verschoben ist.

Aus REM-Untersuchungen von Querschnitten der Ätzung ergibt sich eine Abweichung der Flankensteilheit von der Senkrechten von $\theta_{\text{DOSE}} \approx 5^\circ$. Außerdem wurde so festgestellt, dass die Flankensteilheit an der Oberkante des optischen Stapels zu einer Verbreiterung der Ätzung gegenüber der gezeichneten Maske und an der Unterkante zu einer Verkleinerung der Ätzung gegenüber der gezeichneten Maske führt, wobei beide Anteile ungefähr gleich groß sind. Damit ergibt sich der Abstand der Flanke der Ätzung von der DOSE-Maske auf Höhe der Oberkante der Metall-Bahn $w_{\text{DOSE,Flanke}}$ zu:

$$w_{\text{DOSE,Flanke}} = \left(h'_{\text{Met}} - \frac{1}{2} h'_{\text{Stapel}} \right) \tan \theta_{\text{DOSE}}. \quad (5.2.4)$$

Beim Abstand der Metall-Bahnen von der Oberkante des Polysiliziums sind Schwankungen der Schichtdicken der dazwischenliegenden Schichten zu berücksichtigen. Außerdem

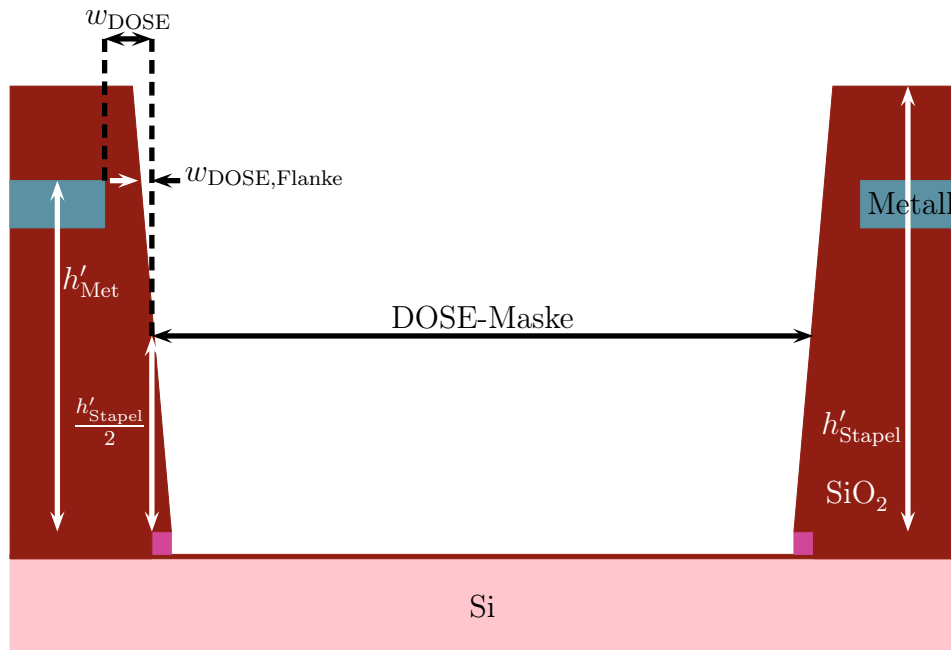


Abbildung 5.3.: Design-Rules für die Oxidstapelätzung. Dargestellt ist ein optisches Bauelement entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 vor der Abscheidung der Passivierung sowie die Beiträge, die den minimalen Abstand der DOSE-Maske von den Metall-Bahnen w_{DOSE} definieren. Nicht dargestellt ist der Winkel θ_{DOSE} der Ätzflanke zur Senkrechten, der in dieser Darstellung 5° beträgt.

kann auch der Winkel der Flankensteilheit in einem gewissen Rahmen schwanken. Da der Abstand $w_{\text{DOSE,Flanke}}$ mit größerem h'_{Met} und θ_{DOSE} zunimmt, müssen die maximal erlaubten Schichtdicken und der maximal mögliche Winkel θ_{DOSE} zur Bestimmung von $w_{\text{DOSE,Flanke}}$ genutzt werden. Weiterhin müssen die erlaubten Overlay-Fehler der DOSE-Maske zur Polysilizium-Maske $OL(\text{DOSE, Poly})$, die Summe der Overlay-Fehler von der Metall- zur Polysilizium-Maske $OL(\text{Met, Poly})$ und die Reserve w_{Res} zur Bestimmung des Abstands der Metall- zur DOSE-Maske w_{DOSE} berücksichtigt werden:

$$w_{\text{DOSE}} = w_{\text{DOSE,Flanke}} + OL(\text{Met, Poly}) + OL(\text{DOSE, Poly}) + w_{\text{Res}}. \quad (5.2.5)$$

Im betrachteten Prozess ergeben sich dadurch minimale Abstände von $w_{\text{DOSE}} \approx 1 \mu\text{m}$ für die oberste Metall-Lage. Der Einfluss der durch w_{DOSE} erzeugten Kante auf die Empfindlichkeit bedarf einer zweidimensionalen Simulation und ist Teil von Abschnitt 5.6. Der nötige Überlapp der Polysilizium-Maske über die DOSE-Maske ergibt sich einzig aus dem Overlay der beiden Masken zueinander. Eine entsprechende Reserve ist nicht nötig, da die Ätzung nach unten schmaler wird. Alternativ könnte man die DOSE-Maske auch auf die kritischste Metall-Lage justieren, in diesem Fall würden jedoch durch die zusätzlichen Overlay-Fehler der DOSE-Maske zur Polysilizium-Maske die Anforderungen für den Überlapp der Polysilizium-Maske über die DOSE-Maske steigen. Da dies im Vergleich zum Justieren der DOSE-Maske auf die Polysilizium-Maske einen Platzverlust bedeutet, wird die beschriebene Variante der Justierung der DOSE-Maske auf die Polysilizium-Maske bevorzugt.

5.3. Testfeld Oxidstapelätzung

Das Testfeld zur Oxidstapelätzung ist in Abb. 5.4 dargestellt. Es umfasst zwei $(300 \mu\text{m})^2$ -Photodioden, zwei Matrizen aus 5 mal 5 $(60 \mu\text{m})^2$ -Photodioden und zwei Matrizen aus 43 mal 43 $(7 \mu\text{m})^2$ -Photodioden, wobei jeweils eine Matrix für die Oxidstapelätzung vorgesehen ist, während die andere eine herkömmliche Struktur als Referenz darstellt. Die Herstellung erfolgte auf jeweils einem Wafer mit der Oxidstapelätzung Variante 1 und 2.

Nach der Herstellung und Vermessung wurden die Querschnitte einzelner Dies im REM betrachtet (siehe Abb. 5.5). Dabei sind Anätzungen des Gate-Oxids und des Siliziums in der Nähe der Ätzflanken am Wafer-Rand aufgefallen. Diese Anätzungen wurden bei der Entwicklung des Prozesses an Test-Wafern nicht beobachtet und sind auf die leicht unterschiedliche Prozessierung des Back-End-of-Line bei den Test-Wafern zurückzuführen.

Durch eine bessere Kontrolle der Oxidstapelätzung sollen diese Anätzungen zukünftig vermieden werden. Bei Variante 2 sind die Anätzungen in einer schrägen Ansicht der Struktur leicht zu erkennen (siehe Abb. 5.5, unten rechts). Bei Variante 1 führt die nachträgliche Abscheidung der Passivierung zu einer Maskierung dieser Anätzungen, die anschließend nur noch im Querschnitt sichtbar sind (siehe Abb. 5.5, unten links).

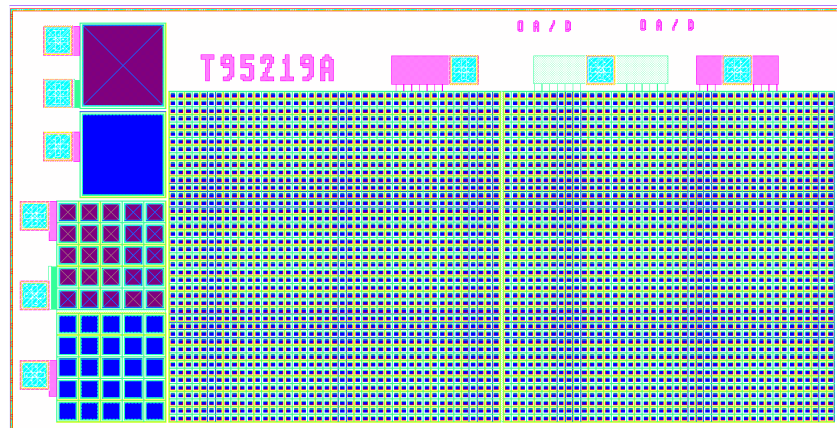


Abbildung 5.4.: Testfeld zur Oxidstapelätzung. Darstellt ist das Testfeld zur Oxidstapelätzung T95219A. Oben links sind zwei $(300\mu\text{m})^2$ -Photodioden, unten links sind zwei Matrizen aus 5 mal 5 $(60\mu\text{m})^2$ -Photodioden zu sehen. Die restliche Fläche wird von zwei Matrizen mit 43 mal 43 $(7\mu\text{m})^2$ -Photodioden eingenommen. Jeweils eine der beiden Matrizen bzw. Photodioden ist eine Version bei der die Oxidstapelätzung durchgeführt werden kann, die andere ist eine herkömmliche Version.

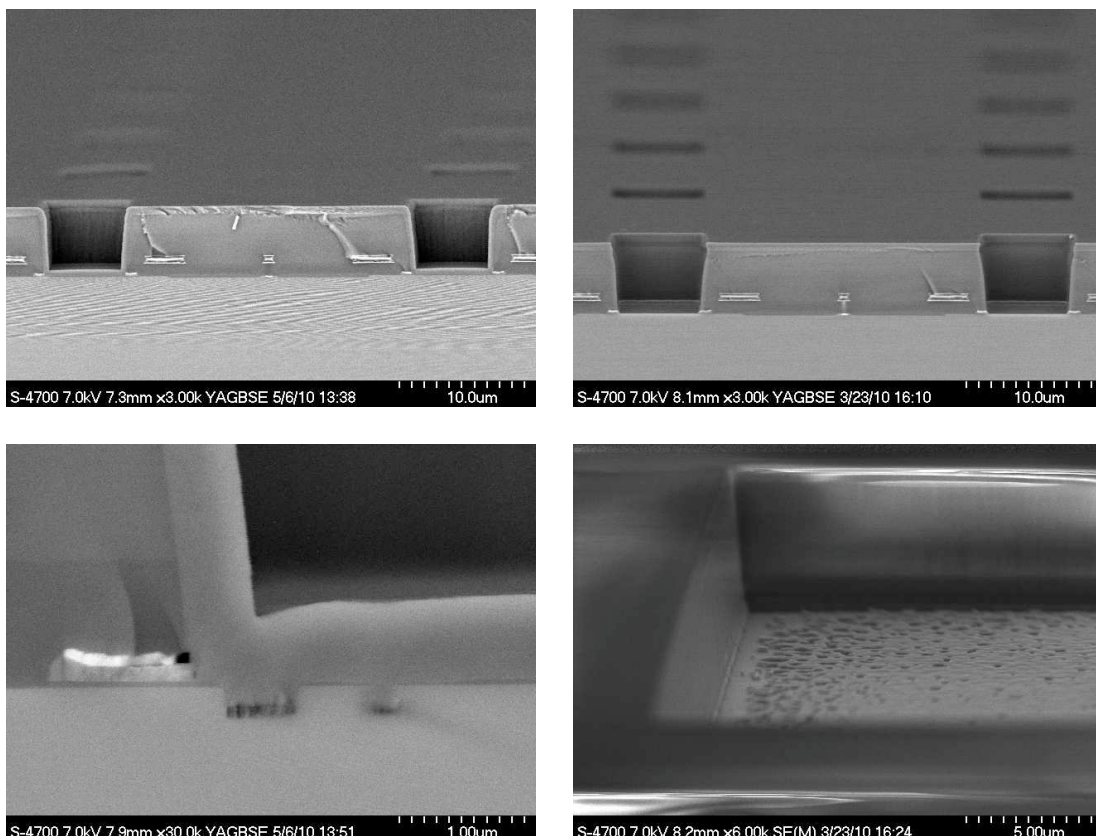


Abbildung 5.5.: REM-Aufnahmen Oxidstapelätzung. Dargestellt sind REM-Aufnahmen der Oxidstapelätzung Variante 1 (links) und Variante 2 (rechts) aus der Wafer-Mitte (oben) und dem Wafer-Rand (unten).

5.4. Empfindlichkeit ab 250 nm

In diesem Abschnitt wird zunächst die Empfindlichkeit von Photodioden, die entsprechend der Oxidstapelätzung prozessiert wurden, in einem Wellenlängenbereich zwischen 250 und 1100 nm betrachtet, bevor es im nächsten Abschnitt um die Empfindlichkeit der Oxidstapelätzung Variante 2 im XUV-Bereich des Spektrums geht.

Simuliert man die Empfindlichkeit von Photodioden, die entsprechend der Oxidstapelätzung prozessiert wurden, mit Hilfe der in Kapitel D beschriebenen Routinen, ergeben sich die in Abb. 5.6 (Variante 1) bzw. Abb. 5.7 (Variante 2) gezeigten Ergebnisse. Eine Darstellung der prozessbedingten Schwankungen der Quanteneffizienz ΔQE (siehe Gl. 4.1.2) und der durchschnittlichen Quanteneffizienz \overline{QE} (siehe Gl. 4.1.4) findet sich in Abb. 5.8. Eine quantitative Zusammenfassung dieser beiden Parameter folgt in Tab. 5.1.

Für die Oxidstapelätzung Variante 1 vergrößert sich die Periode der Oszillationen entsprechend der nahezu fehlenden Siliziumoxid-Schicht stark (siehe Abb. 5.6, oben). ΔQE wird durch diese Vergrößerung der Periode kaum gesenkt (siehe Abb. 5.8, oben). Allerdings reduziert sich der Einfluss einer geringfügigen Schichtdickenänderung von 2% (siehe Abb. 5.6, oben). Dies könnte z. B. ausgenutzt werden, um die Kalibrierung eines Bildsensors zu erleichtern. Da die Empfindlichkeit von Photodioden auf einem Bildsensor weniger stark schwankt, kann eine einzelne Kalibrierung des Bildsensors durchgeführt werden, während bei einer geringeren Periode der Oszillation jede Photodiode einzeln kalibriert werden müsste. Eine weitere Möglichkeit, diesen Prozess auszunutzen, besteht in einer rechnerischen Kalibrierung. Da die Dicke der Passivierung mit optischen Verfahren messbar ist, könnte aus diesem Wert eine rechnerische Kalibrierung für einen Bildsensor gebildet werden.

Betrachtet man die Schwankungen der Empfindlichkeit in Abhängigkeit der spektralen Breite der einfallenden Strahlung (siehe Abb. 5.6, Mitte), stellt man bis $\sigma_\lambda = 2$ nm einen kleineren Einfluss als bei einer Photodiode ohne Oxidstapelätzung fest (vgl. Abb. 2.16). Bei $\sigma_\lambda = 10$ nm treten im UV-Bereich starke Einflüsse auf, im sichtbaren Bereich ist der Einfluss gegenüber einer Photodiode ohne Oxidstapelätzung weiterhin deutlich reduziert.

Die durchschnittliche Empfindlichkeit \overline{QE} einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 verändert sich leicht gegenüber einer Photodiode ohne Oxidstapelätzung (siehe Abb. 5.8, unten).

Die Messung einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 ist in Abb. 5.6 (unten) dargestellt. Während sich die Reduzierung der Periode entsprechend den Simulationen generell bestätigen lässt, sind die Messungen überlagert mit einer weiteren Oszillation mit wesentlich kleinerer Periode. Diese Welligkeit wird auch in den in Abschnitt 5.6 betrachteten zweidimensionalen Simulationen beobachtet und lässt sich dort auf optische Effekte der Flanken zurückführen. Für den Vergleich mit der Messung muss jedoch beachtet werden, dass im Vergleich zum Testfeld eine wesentlich kleinere Geometrie bei monochromatischem Licht simuliert wurde. Ob diese gemessene Welligkeit auf optische Effekte der Flanken zurückzuführen ist, wird in Zukunft durch Messungen an

Struktur	$250 \leq \lambda \leq 1100 \text{ nm}$		$380 \leq \lambda < 780 \text{ nm}$	
	ΔQE	\overline{QE}	ΔQE	\overline{QE}
herkömml.	$1,48 \pm 0,63$	$0,44 \pm 0,27$	$1,36 \pm 0,24$	$0,65 \pm 0,05$
DOSE V1	$0,92 \pm 0,42$	$0,44 \pm 0,27$	$0,91 \pm 0,21$	$0,65 \pm 0,07$
DOSE V2	$0,02 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,29$	$0,02 \pm 0,01$	$0,70 \pm 0,05$

Tabelle 5.1.: Vergleich der prozessbedingten Schwankungen der Quanteneffizienz bei der Oxidstapelätzung. Dargestellt ist ΔQE für Photodioden ohne und mit der Oxidstapelätzung für die Wellenlängenbereiche von 250 bis 1100 nm und den sichtbaren Bereich.

neuen Testfeldern überprüft. Außerdem fällt im Vergleich zu den eindimensionalen Simulationen eine Erhöhung der gemessenen Empfindlichkeiten um ca. 20 % auf, was für einzelnen Wellenlängen sogar zu einem Wert leicht größer als 1 führt. Für diese Diskrepanz wird eine unzureichende Abschottung der Photodiode von Ladungsträgern, die außerhalb der Photodiode generiert werden, verantwortlich gemacht. Dieser Einfluss wurde bereits an anderen Testfeldern, die nicht der Oxidstapelätzung unterzogen wurden, bestätigt und soll in Zukunft durch Messungen an einem verbesserten Testfeld ausgeschlossen werden.

Bei einer Simulation einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 ist keine Oszillation der Empfindlichkeit mehr zu erkennen (siehe Abb. 5.7, oben). Auch Änderungen der Schichtdicke des verbleibenden thermischen Siliziumoxids haben kaum einen Einfluss auf die Empfindlichkeit. Dadurch ist auch ΔQE und der Einfluss verschiedener spektraler Breiten auf die Empfindlichkeit verschwindend klein (siehe Abb. 5.8, oben, bzw. Abb. 5.7, Mitte). Durch die nicht vorhandene Passivierung steigt in den Simulationen außerdem die durchschnittliche Quanteneffizienz im UV-Bereich des Spektrums leicht an (siehe Abb. 5.8, unten).

Die geringeren Schwankungen der Empfindlichkeit bei der Oxidstapelätzung Variante 2 aus der Simulation lassen sich auch in einer Messung bestätigen (siehe Abb. 5.7, unten). Allerdings liegt die gemessene Quanteneffizienz im Bereich über 600 nm, wie bei den vermessenen Photodioden entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1, um bis zu 20 % höher als in der Simulation. Auch hier wird eine unzureichende Abschottung der Photodiode von Ladungsträgern, die außerhalb der Photodiode generiert werden, für die Diskrepanz verantwortlich gemacht. Dieser Einfluss wurde bereits an anderen Testfeldern, die nicht der Oxidstapelätzung unterzogen wurden, bestätigt und soll in Zukunft durch Messungen an einem verbesserten Testfeld ausgeschlossen werden.

Im UV-Bereich liegt die gemessene Quanteneffizienz dagegen niedriger als in den Simulationen. Dieser Effekt verstärkt sich für Photodioden aus dem Wafer-Rand. Für diesen Effekt werden die bereits angesprochenen Anätzungen der Silizium-Oberfläche am Wafer-Rand verantwortlich gemacht, die im UV-Bereich und der damit oberflächennahen Absorption der Strahlung zu einer erhöhten Oberflächenrekombination führen. Auch hier lässt sich eine geringe Restwelligkeit der Empfindlichkeit in den Messungen ausmachen, die auch in den später beschriebenen zweidimensionalen Simulationen auftritt.

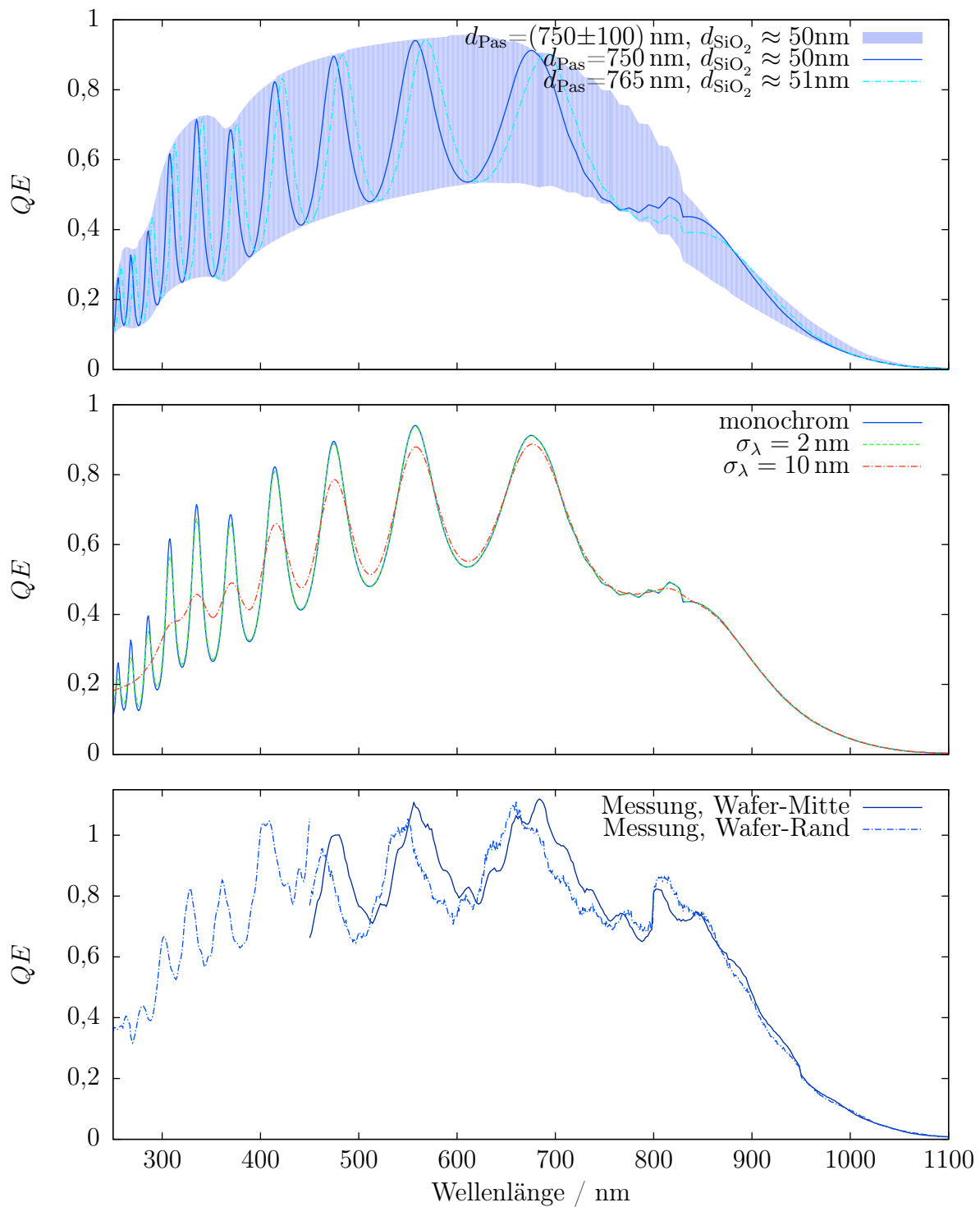


Abbildung 5.6.: Quanteneffizienz für Oxidstapelätzung Variante 1 (eindim.). Oben dargestellt ist die Simulation von QE_{\min} und QE_{\max} entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 unter Berücksichtigung von Schwankungen der Schichtdicken, sowie die QE einer Photodiode entsprechend den mittleren und 2% größeren Schichtdicken. In der Mitte ist die Quanteneffizienz bei unterschiedlichen spektralen Breiten dargestellt, unten eine Messung der QE von zwei $(300 \mu\text{m})^2$ -Photodioden.

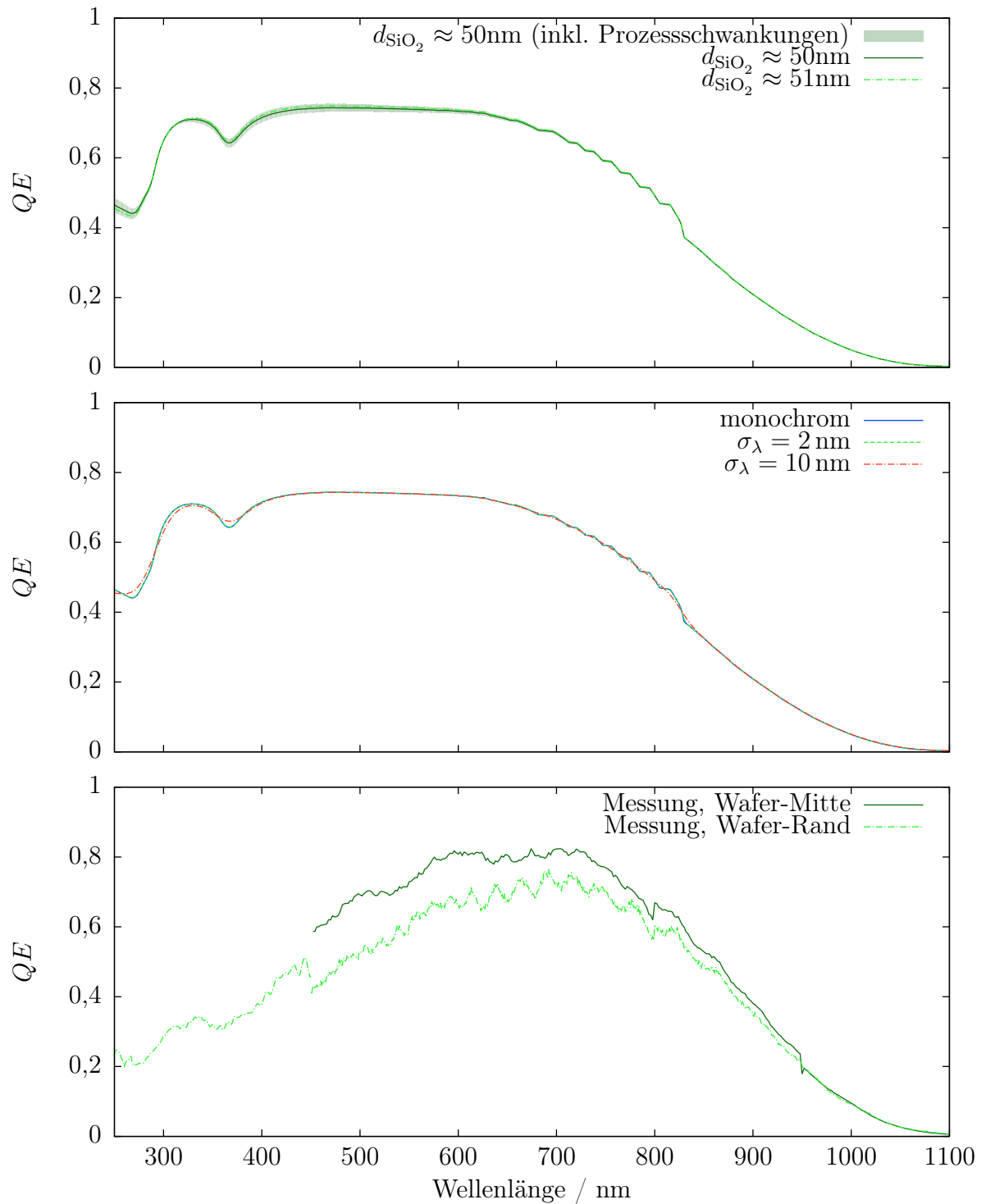


Abbildung 5.7.: Quanteneffizienz für Oxidstapelätzung Variante 2 (eindim.). Oben dargestellt ist die Simulation von QE_{\min} und QE_{\max} entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 unter Berücksichtigung von Schwankungen der Schichtdicken, sowie die QE einer Photodiode entsprechend den mittleren und 2% größeren Schichtdicken. In der Mitte ist die Quanteneffizienz bei unterschiedlichen spektralen Breiten dargestellt, unten eine Messung der QE von zwei $(300\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden.

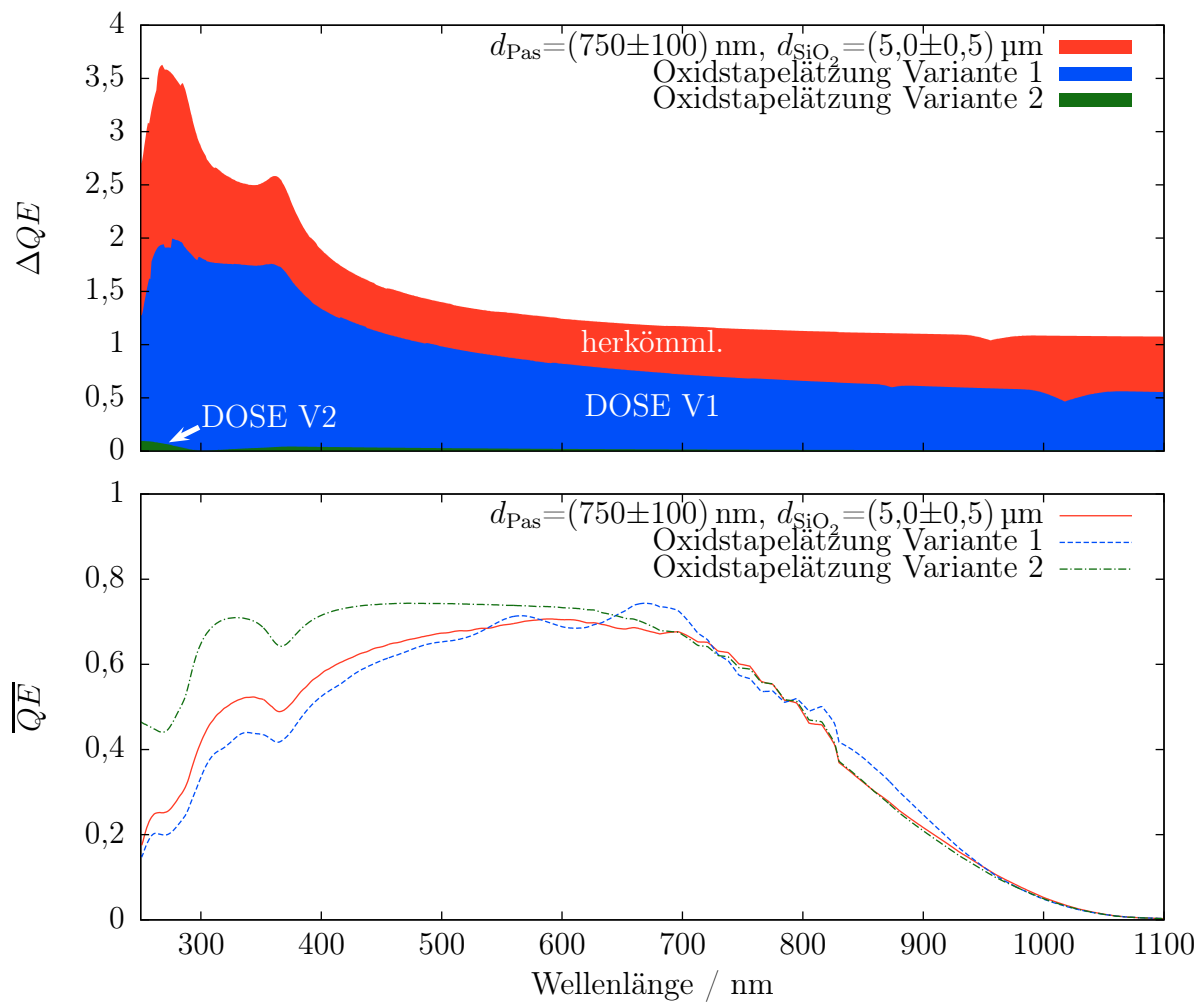


Abbildung 5.8.: ΔQE und \overline{QE} bei Oxidstapelätzung. Dargestellt sind die prozessbedingten Schwankungen der Empfindlichkeit ΔQE (oben) und die durchschnittliche Empfindlichkeit \overline{QE} (unten) für die Oxidstapelätzung im Vergleich zur herkömmlichen Struktur.

5.5. XUV-Empfindlichkeit

Durch die fehlende Passivierung und dünne Siliziumoxid-Schicht auf dem Substrat bei der Oxidstapelätzung Variante 2 können Absorptionseffekte durch das Back-End-of-Line vermindert und die Empfindlichkeit für Photodioden bis in den XUV-Bereich des Spektrums ausgedehnt werden. Da die Brechungsindizes der Materialien im XUV-Bereich sehr knapp unter 1 liegen, erfolgt bei senkrechtem Einfallswinkel kaum Reflektion, während bei schrägem Lichteinfall Totalreflektion auftreten kann. Die Empfindlichkeit wird in diesem Bereich also hauptsächlich über die Absorption in der SiO₂-Schicht bestimmt.

Eine Simulation der Quanteneffizienz einer Photodiode, die entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 prozessiert wurde, simuliert mit den in Anhang D beschriebenen Routinen, zeigt Abb. 5.9. Es ergibt sich eine signifikante Quanteneffizienz von ca. 140 bis ca. 900 nm und von 1 bis ca. 20 nm.

Eine Vermessung der Quanteneffizienz von Photodioden aus dem Testfeld T95219A (siehe Abschnitt 5.3) am Elektronenspeicherring BESSY II in Berlin, in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer-Institut für Lasertechnik ILT und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Berlin ist in Abb. 5.10 zu sehen. Die Rohdaten der Messung und deren Auswertung sind in Anhang C dargestellt. Vermessen wurden zwei Dies, eins aus dem Wafer-Rand (mit „R“ bezeichnet) und eins aus der Wafer-Mitte (mit „M“ bezeichnet).

Während die Form der Empfindlichkeit bei diesen Messungen bestätigt werden konnte, gibt es quantitative Diskrepanzen der verschiedenen vermessenen Photodioden zur simulierten Empfindlichkeit. Einzig die beiden (300 µm)²-Photodioden zeigen zumindest vergleichbare Ergebnisse, wenn auch unterhalb der simulierten Empfindlichkeit. Als Ursache für die reduzierte Empfindlichkeit kommen Rekombinationseffekte durch die oberflächen-nahe Absorption in Frage. Allerdings ist die Empfindlichkeit immer noch vergleichbar mit der von state-of-the-art BSI-CCD- [BBJ09] und BSI-CMOS-Bildsensoren [SSW⁺11] für diesen Wellenlängenbereich. Im Vergleich zu CCD-Bildsensoren sind dabei die in Kapitel 1 erwähnten Vorteile zu nennen, während im Vergleich zum BSI-CMOS-Bildsensor die einfachere Herstellung zu nennen ist.

Die erhöhte Ätzrate am Wafer-Rand und nahe der Ätzflanken hat das Gate-Oxid in Teilbereichen der Photodioden entfernt und so die Absorption vermindert. Dadurch ist die Empfindlichkeit der Photodioden aus dem Wafer-Rand im Vergleich zu den (300 µm)²-Photodioden erhöht. Durch die größere Länge der Flanken bei der Matrix aus (7 µm)²-Photodioden aus dem Wafer-Rand ist deren Empfindlichkeit nochmals leicht höher als die der Matrix aus (60 µm)²-Photodioden. Für die geringe Empfindlichkeit der (7 µm)²-Photodiode aus der Wafer-Mitte im Bereich bis 12 nm gibt es dagegen keine eindeutige Erklärung. Da in diesem Bereich auch die Form der Empfindlichkeit nicht mit der Simulation übereinstimmt, sind möglicherweise andere herstellungs- oder anwendungsbezogene Einflüsse, wie z. B. die Kontamination mit einem Fremdmaterial, Ursache der Diskrepanz.

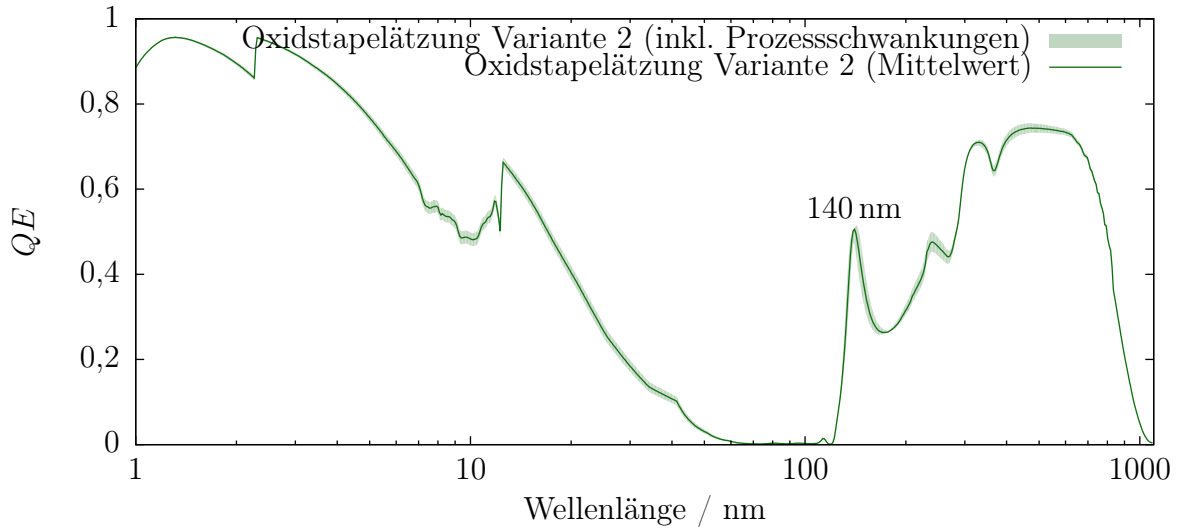


Abbildung 5.9.: Simulation der Quanteneffizienz einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2. Dargestellt ist die simulierte Quanteneffizienz einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 für den Bereich von 1 bis 1100 nm, sowohl unter Berücksichtigung von prozessbedingten Schwankungen der Schichtdicke als auch für eine typische Schichtdicke.

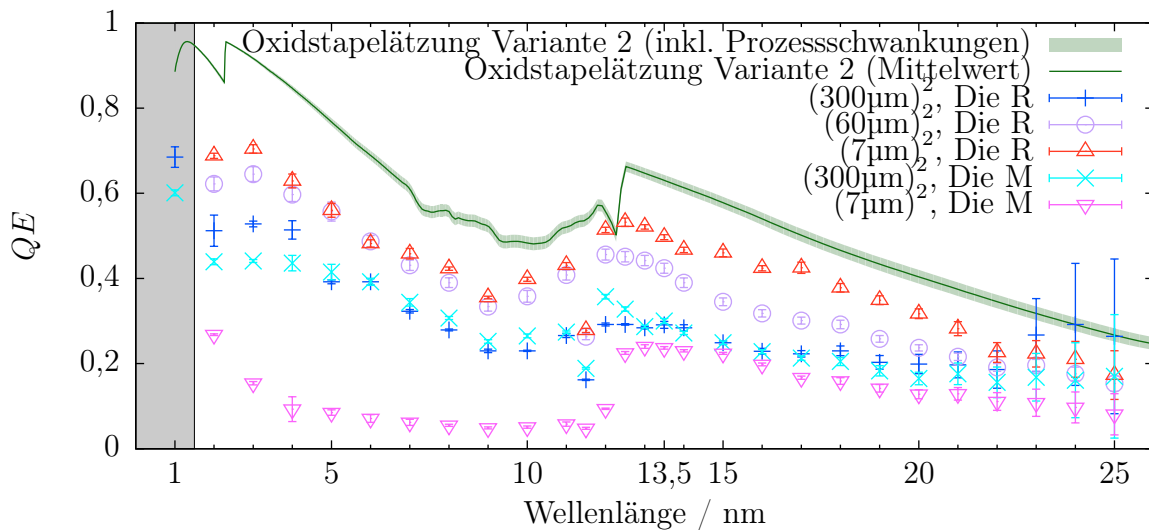


Abbildung 5.10.: Messung der Quanteneffizienz einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 für den XUV-Bereich. Dargestellt sind die gemessenen Quanteneffizienzen von fünf verschiedenen Photodiode-Matrizen, die entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 prozessiert wurden. Die Messungen umfassen je ein Die aus der Wafer-Mitte (M) und aus dem Wafer-Rand (R). Bei 1 nm wird das Back-End-of-Line zunehmend transparent für die Strahlung (ca. 20%). In diesem Bereich ist eine Messung der Quanteneffizienzen für die $(60\mu\text{m})^2$ - und $(7\mu\text{m})^2$ -Photodioden daher nicht möglich.

5.6. Zweidimensionale Simulation

Möchte man den Einfluss der Oxidstapelätzung auf das Übersprechen und den Einfluss der Ätzflanken auf die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen auch unter schrägem Lichteinfall simulieren, müssen zweidimensionale Simulationen eingesetzt werden. Zur Simulation des Übersprechens werden dabei zwei Photodioden eingesetzt, wobei eine der beiden abgedeckt wird und so nur durch Übersprecheffekte ein Signal erzeugen kann.

Für diese Simulation werden sechs Werkzeuge des Synopsys TCAD-Pakets (Technology Computer-Aided Design) verwendet, bei denen wellenoptische Simulationen der Strahlung mit elektrischen Simulationen von Dioden kombiniert werden. Mit Hilfe dieser Simulation sollen weitere Einflüsse der Oxidstapelätzung auf optischen Bauelementen untersucht werden. Im Speziellen lässt sich auf diese Weise nicht nur die Empfindlichkeit von optischen Bauelementen mit komplexer Struktur auch unter schrägem Lichteinfall simulieren, durch die gleichzeitige Simulation von zwei angrenzenden optischen Bauelementen lässt sich auch das optische und elektrische Übersprechen (engl. crosstalk) zwischen optischen Bauelementen getrennt betrachten.

Als Rahmen für die Simulation werden zwei optische Bauelemente mit einer Periode von $10\text{ }\mu\text{m}$ und einem Füllfaktor von ca. 50 % eingesetzt. Durch die periodische Fortsetzung an den Rändern der Simulation wird die periodische Anordnung der optischen Bauelemente gewährleistet. Alle weiteren Parameter sind dabei so gewählt, dass das Übersprechen zwischen den beiden optischen Bauelementen maximal wird, damit ein möglichst großes Signal für die Bestimmung des Übersprechens erreicht wird. Das Koordinatensystem bei dieser Simulation sei so gelegt, dass die x - y -Ebene mit der Wafer-Oberfläche zusammenfällt und z die Tiefe ist. Verglichen werden herkömmliche optische Bauelemente ohne Oxidstapelätzung sowie optische Bauelemente entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 und 2. Eine Übersicht über die einzelnen Werkzeuge und deren Zusammenspiel ist in Abb. 5.11 gezeigt. Im Folgenden werden die genauen Zusammenhänge zwischen den einzelnen Werkzeugen erläutert.

Zunächst wird eine Simulation des Front-End-Of-Line des CMOS-Prozesses mit Hilfe des Dios-Werkzeugs durchgeführt, das Ergebnis ist in Abb. 5.12 gezeigt. Zu erkennen sind zwei Dioden aus n^+ -Implantationen mit einer Weite von je $7\text{ }\mu\text{m}$ und einer Periode von $10\text{ }\mu\text{m}$ in den p -dotierten Wafer. Zu sehen sind auch die unterschiedlichen Dotierungen des Substrats und der Epitaxieschicht sowie ein Gate-Oxid auf den implantierten Bereichen und ein Feldoxid im restlichen Bereich. Es wurden absichtlich flache n^+ -Implantationen gewählt, um ein möglichst einfaches Diffundieren der Ladungsträger von einer Diode zur nächsten und damit ein möglichst großes elektrisches Übersprechen zwischen den beiden Dioden zu erreichen. Aus dieser Simulation ergeben sich zwei Datensätze, die durch weitere Werkzeuge benutzt werden, die Geometrie des Front-End-of-Line und die ortsabhängige Dotierstoffkonzentration im Wafer.

Die Geometrie des Front-End-of-Line wird mit dem Sentaurus Structure Editor (SSE) um das Back-End-of-Line der verschiedenen Photodioden-Geometrien erweitert. Bei der

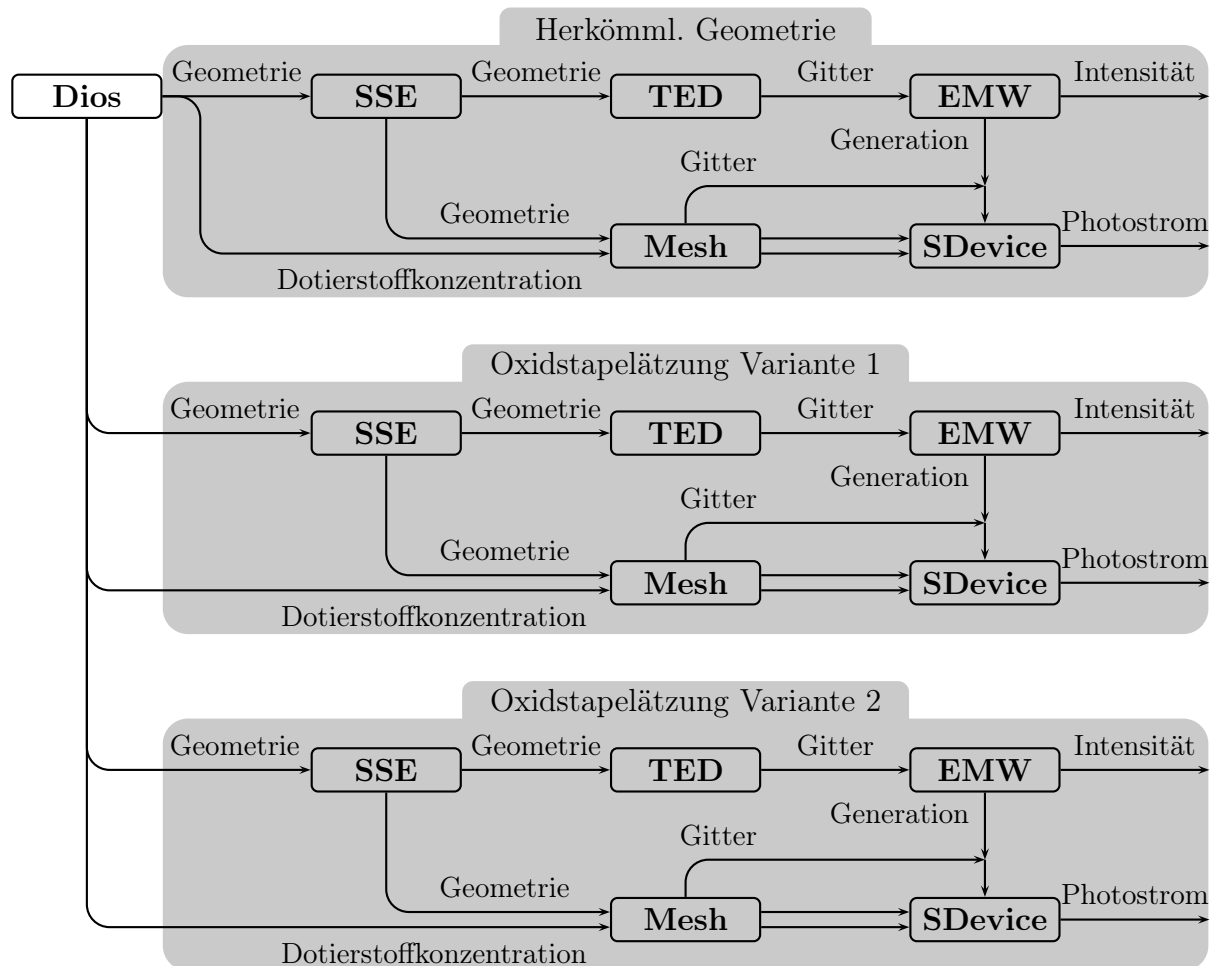


Abbildung 5.11.: Schema der zweidimensionalen Simulation. Dargestellt sind die einzelnen Werkzeuge aus dem Synopsys TCAD-Paket sowie deren Datenaustausch für die zweidimensionale Simulation von optischen Bauelementen ohne Oxidstapelätzung (herkömmliche Geometrie) und für optische Bauelemente, die entsprechend der Oxidstapelätzung prozessiert wurden. Die Ausgabedaten sind die Strahlungsleistung und der Photostrom jeweils für die Crosstalk- und die Photodiode.

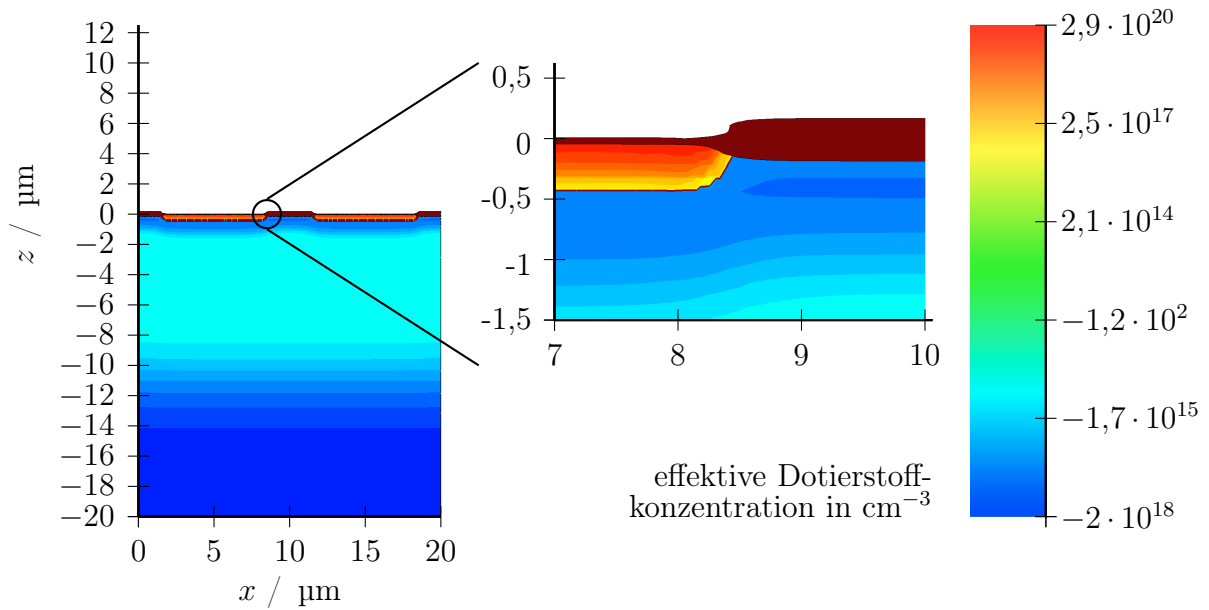


Abbildung 5.12.: Ergebnis der Dios-Simulation. Dargestellt ist ein Überblick über das Ergebnis der Dios-Simulation (links), ein Ausschnitt aus der Simulation, die den Rand der Photodiode zeigt (Mitte) und die Skala der effektiven Dotierstoffkonzentration (rechts). Thermisches Siliziumoxid ist in dunkelrot dargestellt.

herkömmlichen Struktur ohne Oxidstapelätzung wurden dabei alle vier im Prozess verfügbaren Metall-Lagen mit minimalen Breiten berücksichtigt. Die oberste Metall-Lage wurde also nicht möglichst nah angrenzend an die Implantation platziert, um ein möglichst großes optisches Übersprechen zwischen den Photodioden zu erreichen. Aufgrund der Design-Rules der Oxidstapelätzung und der Geometrie der Photodioden kann die vierte Metall-Lage bei Photodioden entsprechend der Oxidstapelätzung nicht verwendet werden. In diesem Fall befinden sich nur minimal breite Bahnen der ersten drei Metall-Lagen zwischen den Dioden.

Die linke der beiden betrachteten Photodioden wird ebenfalls durch den Sentaurus Structure Editor (SSE) mit einem Material abgedeckt, das möglichst wenig Licht transmittiert und reflektiert. Das linke optische Bauelement sollte daher möglichst keine Signale liefern. Umgekehrt sind alle Signale, die das linke optische Bauelement liefert, auf Übersprecheffekte zurückzuführen. Die linke Diode wird daher auch als Crosstalk-Diode, die rechte als Photodiode bezeichnet. Eine beschriftete Darstellung der Geometrie der untersuchten Strukturen findet sich in Abb. 5.13.

Aus der zusammengeführten Geometrie des Front- und Back-End-of-Line wird mit Hilfe des Tensor Grid Editors (TED) ein Gitter für die folgende Simulation der Strahlung erzeugt. Die Zellgröße des Gitters wird dabei an die zu simulierende Wellenlänge angepasst, um einen Kompromiss aus möglichst feinem Gitter zur Erhöhung der Genauigkeit und einem möglichst groben Gitter zur Verringerung der Simulationszeit zu finden. In diesem

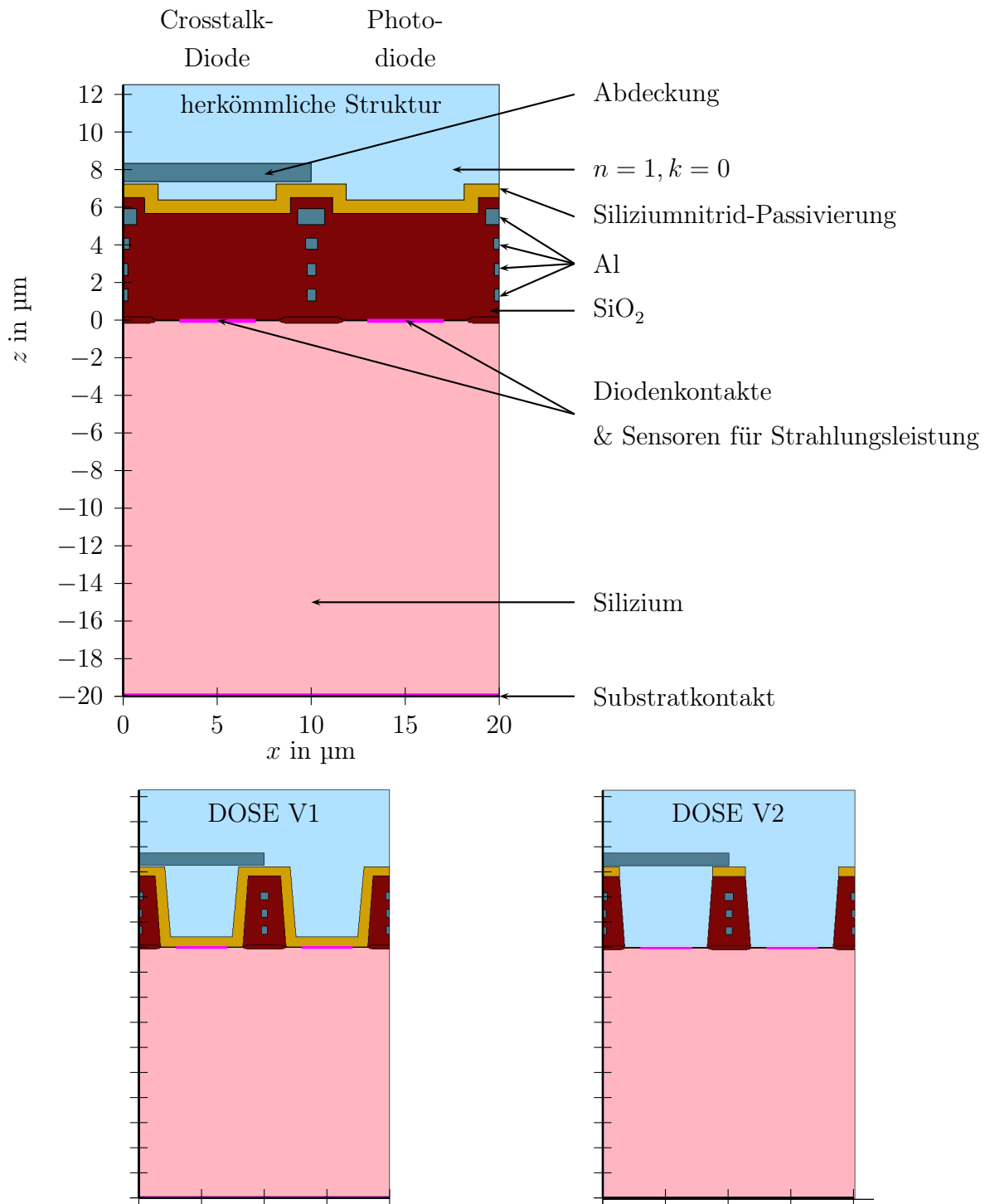


Abbildung 5.13.: Geometrie der zweidimensionalen Simulation. Oben dargestellt ist die Geometrie von zwei herkömmlichen Photodioden, die nicht nach der Oxidstapelätzung prozessiert wurden, sowie eine Beschreibung der einzelnen Materialien und Strukturen. Unten links findet sich eine entsprechende Darstellung der simulierten Geometrie bei der Oxidstapelätzung Variante 1, unten rechts für die Oxidstapelätzung Variante 2.

Schritt werden den Grenzflächen zwischen zwei Gitterzellen im Bereich der photoaktiven Gebiete, an der Grenze von Silizium zu Siliziumoxid, sog. Sensoren zugewiesen. Diese erlauben es, bei der Simulation der Ausbreitung der Strahlung den Energiefluss durch die entsprechende Grenzfläche und über die Zeit- und Ortsauflösung damit auch die Intensität der Strahlung zu bestimmen, die in das Silizium transmittiert wird. Indem zwei Sensoren für die linke bzw. rechte Diode eingesetzt werden, lassen sich optische Überspichereffekte, z. B. durch Beugung und Mehrfachreflektionen, direkt simulieren. Die Sensoren sind dabei im Zentrum der Dioden platziert und haben im Vergleich zur photoaktiven Fläche eine um ca. 25 % geringere Fläche.

Das Gitter aus dem TED-Werkzeug wird durch den electromagnetic wave solver (EMW) genutzt, um eine FDTD-Simulation (engl. finite difference time domain) von einfallender Strahlung durchzuführen. Für nähere Einzelheiten zu dieser Simulationmethode sei z. B. auf [Taf05] verwiesen. Bei dieser Simulation wird eine ebene Welle mit einem Einfallswinkel von $\theta_0 = 0^\circ$ bzw. $\theta_0 = 20^\circ$ und paralleler Polarisation von oben auf die Struktur eingestrahlt. Die Simulationen werden für Wellenlängen von 300 bis 1100 nm durchgeführt, da der verwendete Algorithmus zu Konvergenzproblemen führt, wenn $k_{\text{Si}} > n_{\text{Si}}$ ist, was unterhalb von 300 nm der Fall ist. Als Randbedingung wird rechts und links eine periodische Fortsetzung angenommen, oben und unten werden nahezu vollständig absorbierende Grenzen gewählt. Die Simulation wird für eine Zeit ausgeführt, in der die Strahlung das simulierte Gebiet ca. viermal durchdringen könnte, um Interferenzeffekte von reflektierten Teilwellen zu berücksichtigen. Eine Darstellung des Endergebnisses für die verschiedenen Strukturen und Einfallswinkel findet sich in Abb. 5.14. Aus dieser Simulation folgen zwei Datensätze: der zeitaufgelöste Energiefluss durch die SiO_2 -Si-Grenzfläche im Bereich der Photodioden, aus der über eine Zeitmittelung und den Bezug auf die einfallende Strahlung die transmittierte Intensität T ins Silizium berechnet wird, und die ortsauflöste Generation von Ladungsträgern im Wafer.

Dieser Simulationsschritt hat den größten Anteil an der benötigten Rechenzeit. Auf einzelnen Prozessorkernen eines Arbeitsplatzrechners braucht die Simulation zwischen 2 und 24 h für eine einzige Wellenlänge, je nachdem, wie fein das Gitter ist. Aus diesem Grund können die beschriebenen Simulationen nur für einzelne Schichtdickenkombinationen durchgeführt werden. Eine Berücksichtigung von Schichtdickenschwankungen oder einer bestimmten gemessenen Schichtdicke ist nicht möglich. Aus diesem Grund wurde auch nur für die herkömmliche Geometrie mit der kürzesten Oszillationsperiode eine Schrittweite von 1 nm über den gesamten Wellenlängenbereich gewählt. Aufgrund der hohen Simulationszeit und wegen der größeren bzw. nicht vorhandenen Oszillationsperiode bei der Oxidstapelätzung wurden diese Simulationen oberhalb von 600 nm mit einer Schrittweite von 1 nm und unterhalb mit einer Schrittweite von 10 nm durchgeführt.

Die ins Silizium transmittierte Intensität T ist in Abb. 5.15 für senkrechten Lichteinfall und in Abb. 5.16 für $\theta_0 = 20^\circ$ dargestellt. Dabei wurde auf die Intensität normiert, die auf ein $10\text{ }\mu\text{m}$ breites Pixel einfällt. Zum Vergleich ist eine eindimensionale Simulation mit den in Anhang D beschriebenen Routinen dargestellt. Während für eine Struktur entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 dabei die Transmission skaliert mit dem

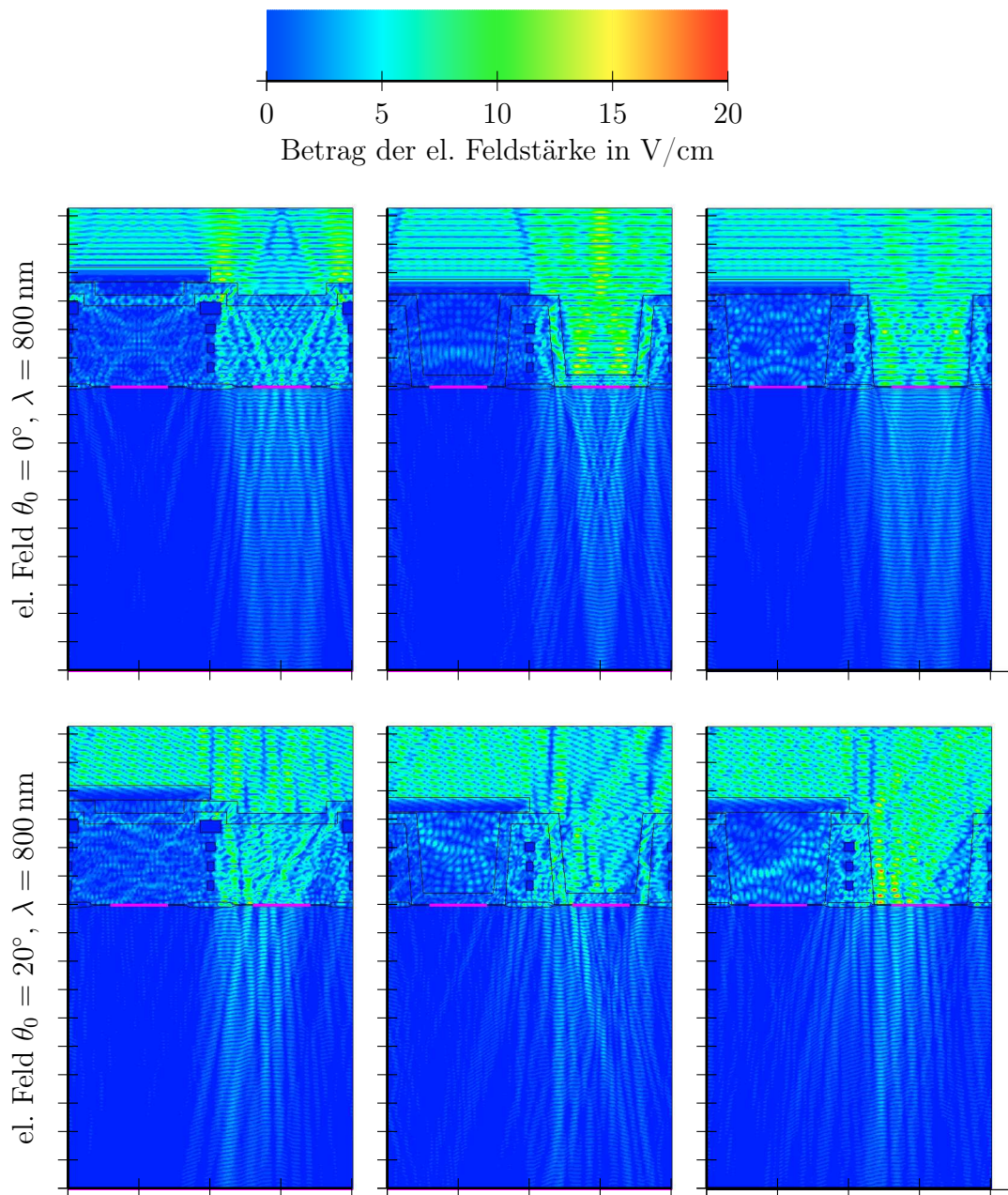


Abbildung 5.14.: Verteilung der elektrischen Feldstärke bei zweidimensionaler Simulation. Dargestellt ist die räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke am Ende einer Simulation für die herkömmliche Struktur (links), die Oxidstapelätzung Variante 1 (Mitte) und die Oxidstapelätzung Variante 2 (rechts) für senkrechten Einfall der Strahlung (oben) und $\theta_0 = 20^\circ$ (unten), bei einer Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ und paralleler Polarisation. Eine Beschreibung der simulierten Geometrie findet sich in Abb. 5.13.

Struktur	θ_0	$T_{\text{crosstalk}}$	$T_{\text{crosstalk,max}}$
herkömmml.	0°	$0,017 \pm 0,007$	0,042
DOSEV1	0°	$0,015 \pm 0,005$	0,028
DOSEV2	0°	$0,018 \pm 0,007$	0,037
herkömmml.	20°	$0,022 \pm 0,008$	0,056
DOSEV1	20°	$0,033 \pm 0,011$	0,068
DOSEV2	20°	$0,027 \pm 0,009$	0,066

Tabelle 5.2.: Optisches Übersprechen bei Oxidstapelätzung. Tabellarisch zusammengefasst ist der Mittelwert bzw. der Maximalwert der durch den Intensitätssensor in der Crosstalk-Diode transmittierten Intensität $T_{\text{crosstalk}}$ bzw. $T_{\text{crosstalk,max}}$.

relativen Anteil der photoaktiven bzw. Sensorfläche dargestellt wird, ist für die herkömmliche Struktur und eine Struktur entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 die Einhüllende der Transmission skaliert mit dem relativen Anteil der photoaktiven bzw. Sensorfläche dargestellt.

Die Werte aus der zweidimensionalen Simulation sind dabei größer, als aus einer eindimensionalen Simulation skaliert mit dem relativen Anteil der Sensorflächen erwartet, und erreichen im Fall der senkrechten Simulationen sogar fast die Werte, die sich aus einer Betrachtung der photoaktiven Flächen ergeben. Ursache für diese Diskrepanz könnte eine leichte Fokussierung der Strahlung durch die zweidimensionale Struktur sein, die auch in Abb. 5.14 ersichtlich ist. Für $\theta_0 = 20^\circ$ liegen die Werte der zweidimensionalen Simulation näher an den Werten aus der eindimensionalen Simulation skaliert mit dem relativen Anteil der Sensorflächen, für eine Struktur entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 ergibt sich in diesem Fall sogar eine gute Übereinstimmung. In diesem Fall ist in Abb. 5.14 auch keine Fokussierung der Strahlung auf die Mitte des optischen Bauelements ersichtlich. Abschattungseffekte der Metall-Bahnen sind für die eindimensionalen Simulationen dabei nicht berücksichtigt.

Besonders interessant ist weiterhin die generelle Form der Transmission bei der Oxidstapelätzung, die wie in der Messung eine Welligkeit aufweist. Bei der Simulation kann diese Welligkeit daher auf optische Effekte der Flanken und der Struktur zurückgeführt werden, die in eindimensionalen Simulationen nicht berücksichtigt werden können. In einer separaten Auswertung wurden außerdem identische Oszillationsperioden bei den ein- und zweidimensionalen Simulationen festgestellt.

Bei dieser Untersuchung zeigt nur der Sensor der Photodiode eine signifikante Transmission, die Transmission durch die Sensoren der Crosstalk-Dioden $T_{\text{crosstalk}}$ sind im Vergleich zur Photodiode kaum sichtbar und werden daher in Tab. 5.2 zusammengefasst. Aus dieser Auswertung des optischen Übersprechens ergeben sich bei senkrechter Beleuchtung kaum Unterschiede. Bei $\theta_0 = 20^\circ$ kommt es zu einer leichten Erhöhung des optischen Übersprechens, wahrscheinlich auch durch die fehlende vierte Metall-Lage.

In Abb. 5.14 sind außerdem Veränderungen in der lateralen Form der elektrischen Feldstärke im Silizium und damit der Absorption durch die Oxidstapelätzung zu erkennen.

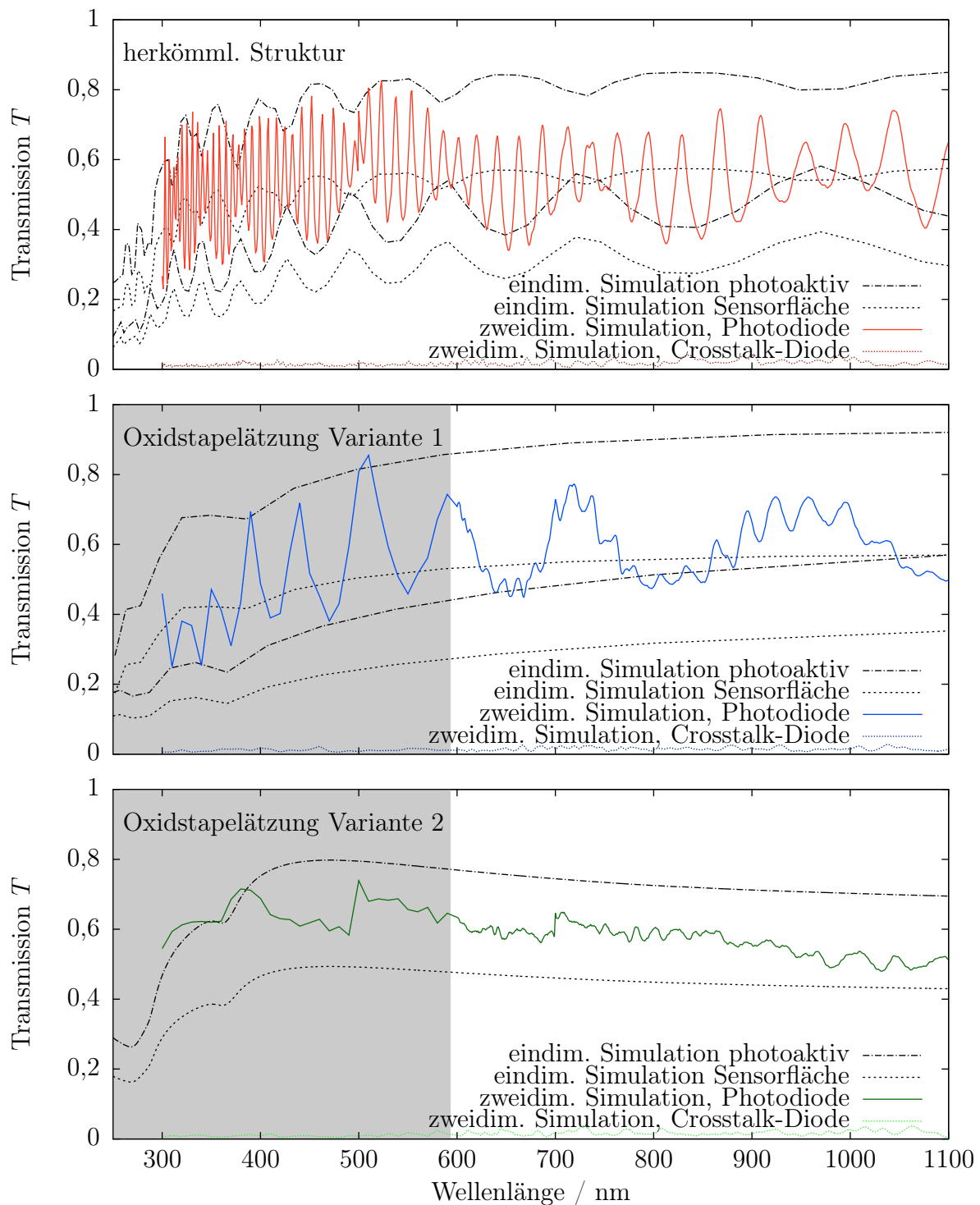


Abbildung 5.15.: Zweidimensionale Simulation der Transmission für senkrechten Einfall. Dargestellt ist die Intensität, die durch den Sensor der Crosstalk- bzw. Photodiode in den Wafer transmittiert wird für verschiedene Strukturen, verglichen mit (der Einhüllenden) einer eindimensionalen Simulation skaliert mit dem Anteil der photoaktiven bzw. Sensorfläche. Im grau hinterlegten Bereich beträgt die Schrittweite der Simulation nur 10 nm gegenüber einer Schrittweite von 1 nm im übrigen Bereich.

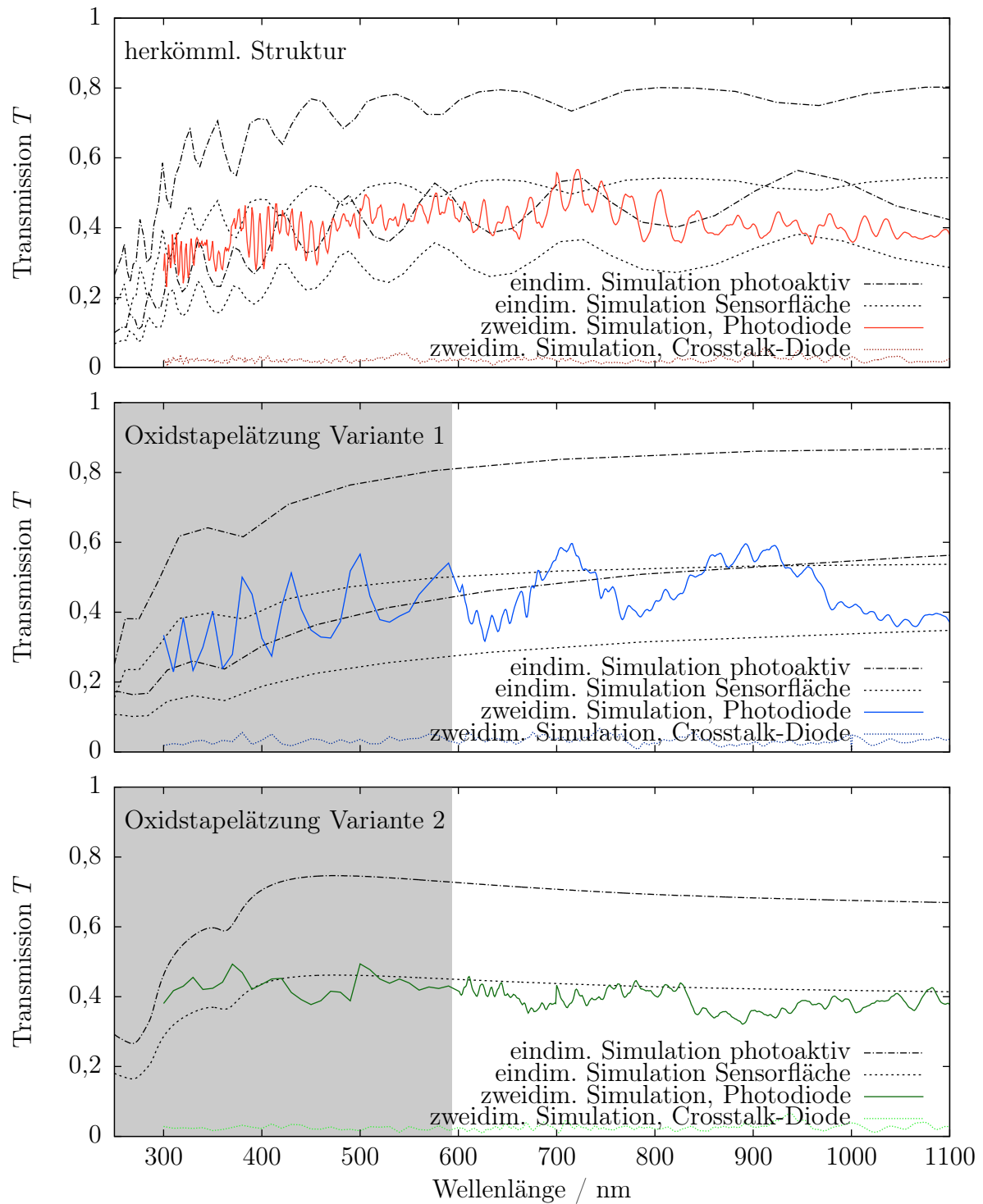


Abbildung 5.16.: Zweidimensionale Simulation der Transmission für schrägen Einfall. Dargestellt ist die Intensität, die durch den Sensor der Crosstalk- bzw. Photodiode in den Wafer transmittiert wird für verschiedene Strukturen bei $\theta_0 = 20^\circ$, verglichen mit (der Einhüllenden) einer eindimensionalen Simulation skaliert mit dem Anteil der photoaktiven bzw. Sensorfläche. Im grau hinterlegten Bereich beträgt die Schrittweite der Simulation nur 10 nm gegenüber einer Schrittweite von 1 nm im übrigen Bereich.

Um zu überprüfen, ob diese Veränderungen einen Einfluss auf elektrische Übersprechefekte haben, wird eine elektrische Simulation des Photostroms durchgeführt.

Dazu wird die Geometrie aus dem Setaurus Structure Editor (SSE) mit dem Dotierstoffprofil aus Dios kombiniert und auf ein weiteres Gitter übertragen, das vom Werkzeug Mesh erstellt wird. Dies ist notwendig, da die nachfolgende elektrische Simulation nicht mit dem Gitter aus dem Tensor Grid Editor (TED) umgehen kann. Auf das von Mesh erstellte Gitter wird vom electromagnetic wave solver (EMW) die orts aufgelöste Generation von Ladungsträgern projiziert.

Setaurus Device (SDevice) kombiniert die Geometrie der Simulation mit dem Dotierstoffprofil und den generierten Ladungsträgern und ermöglicht so eine Simulation des Photostroms der beiden Dioden. Um auch hier Übersprecheffekte zu maximieren, wird keine Vorspannung an die Dioden angelegt. Die so erhaltenen Photoströme lassen sich auf die Intensität normieren, die auf ein $10\text{ }\mu\text{m}$ weites Bauelement fällt, und so in die Quanteneffizienz QE umrechnen. Abb. 5.17 und 5.18 zeigen die simulierte Quanteneffizienz der Crosstalk- bzw. Photodiode.

Im Gegensatz zur optischen Simulation erkennt man in der Simulation der Quanteneffizienz deutliche Signale der Crosstalk-Diode, die mit steigender Wellenlänge fast die Werte der Photodiode erreichen. Bei kleineren Wellenlängen sind die Signale der Crosstalk-Diode deutlich geringer. Dies kann durch die steigende Absorptionstiefe von Strahlung mit größerer Wellenlänge und einer damit verbundenen einfacheren Diffusion in die Crosstalk-Diode erklärt werden.

Allerdings tritt dieser Effekt bei allen Strukturen mit und ohne Oxidstapelätzung ähnlich stark auf. Um quantitativ zu überprüfen, ob die Oxidstapelätzung zusätzliches elektrisches Übersprechen hervorruft, wird für die einzelnen Strukturen das relative Übersprechen bestimmt und dessen Differenz zwischen Oxidstapelätzung und herkömmlicher Struktur über den gesamten Wellenlängen betrachtet. Diese Größe wird relative Zunahme des Übersprechens C genannt und ergibt sich gemäß:

$$C = \sum_{\lambda} \frac{1}{\beta(\lambda)} \left(\frac{QE_{\text{crosstalk,DOSE}}(\lambda)}{QE_{\text{Photo,DOSE}}(\lambda)} - \frac{QE_{\text{crosstalk,herkömml.}}(\lambda)}{QE_{\text{Photo,herkömml.}}(\lambda)} \right), \quad (5.6.1)$$

wobei $\beta(\lambda)$ die Anzahl der Datenpunkte ist. Zusätzlich müssen bei dieser Berechnung die beiden Varianten der Oxidstapelätzung und die zwei untersuchten Einfallswinkel unterschieden werden. Zusammengefasst finden sich die entsprechenden Werte in Tab. 5.3. Es ergibt sich eine leichte Steigerung von wenigen Prozent, die nur bei der Oxidstapelätzung Variante 2 bei $\theta_0 = 20^\circ$ im Rahmen der Standardabweichung nicht mit 0 vereinbar und größer als das zusätzliche optische Übersprechen ist.

Die Ergebnisse der zweidimensionalen Simulation konnten bisher nicht durch Messungen an entsprechenden Teststrukturen überprüft werden. Vor allem das extrem hohe elektrische Übersprechen bei großen Wellenlängen sollte überprüft werden. Möglicherweise diffundieren auch Ladungsträger aus wesentlich größerer Tiefe in die Dioden als durch die Betrachtung in Abschnitt 2.10 berücksichtigt oder der große Konzentrationsunterschied

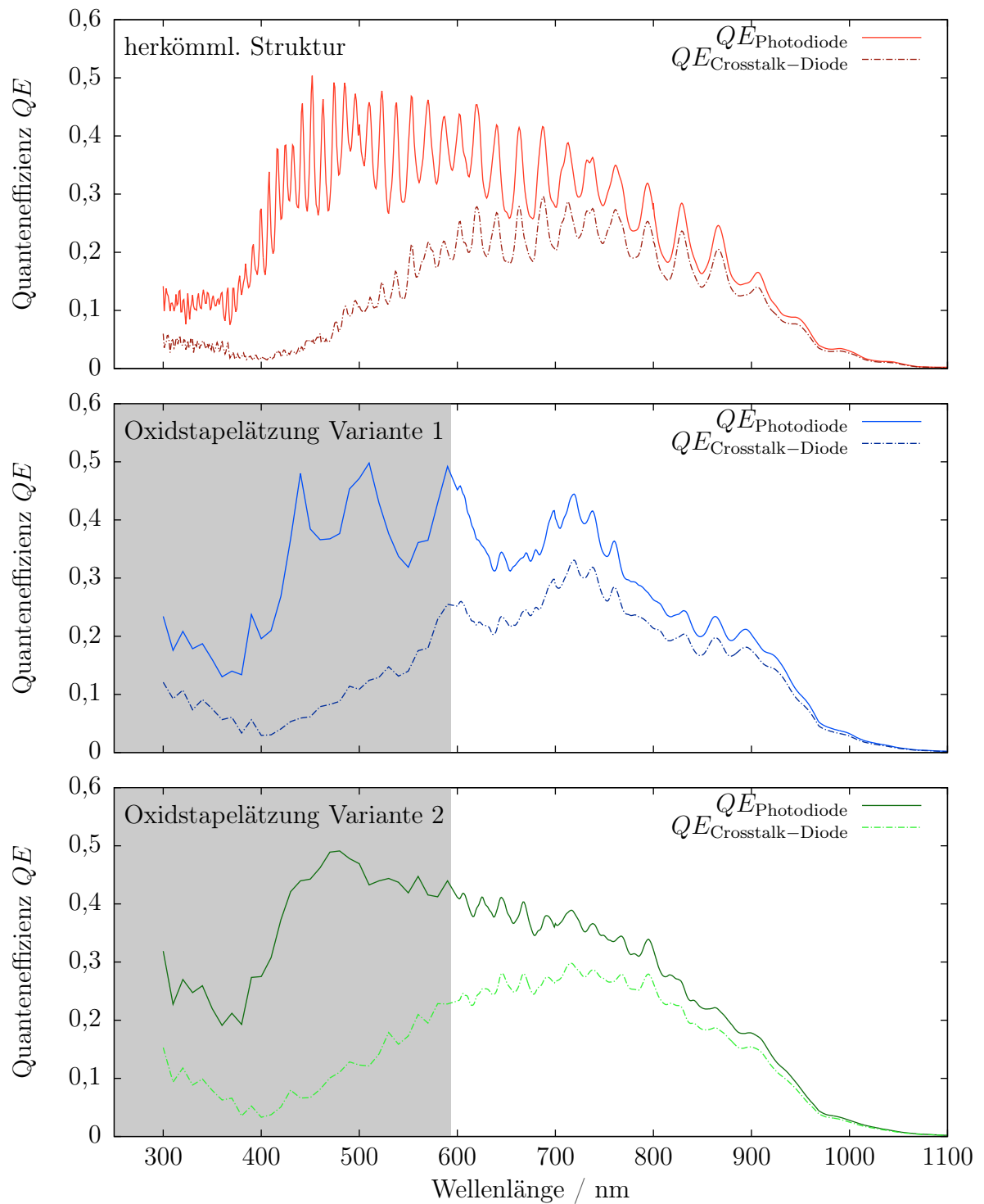


Abbildung 5.17.: Zweidimensionale Simulation der Quanteneffizienz für verschiedene Strukturen bei senkrechtem Einfall. Dargestellt ist eine Simulation der Quanteneffizienz der Crosstalk- und der Photodiode für herkömmliche Photodioden (oben), sowie Photodioden entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 (Mitte) und Variante 2 (unten). Im grau hinterlegten Bereich beträgt die Schrittweite der Simulation nur 10 nm gegenüber einer Schrittweite von 1 nm im übrigen Bereich.

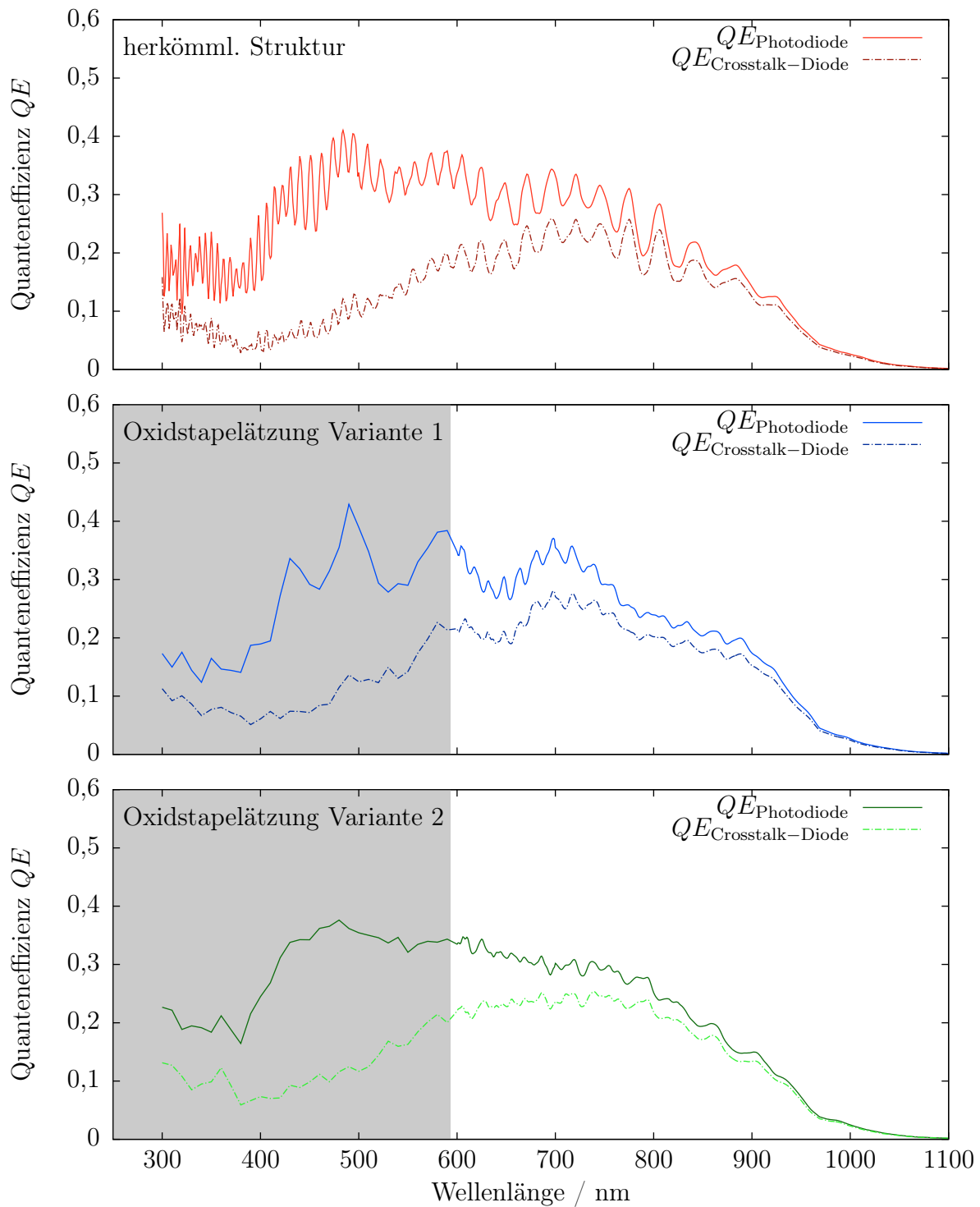


Abbildung 5.18.: Zweidimensionale Simulation der Quanteneffizienz für verschiedene Strukturen bei $\theta_0 = 20^\circ$. Dargestellt ist eine Simulation der Quanteneffizienz der Crosstalk- und der Photodiode für herkömmliche Photodioden (oben), sowie Photodioden entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 1 (Mitte) und Variante 2 (unten). Im grau hinterlegten Bereich beträgt die Schrittweite der Simulation nur 10 nm gegenüber einer Schrittweite von 1 nm im übrigen Bereich.

der Ladungsträger zwischen der Crosstalk- und der Photodiode in Verbindung mit einer fehlenden Vorspannung führt zu dem großen elektrischen Übersprechen.

Vergleich	θ_0	Zunahme des Übersprechens C
DOSE V1, herkömml.	0°	$0,003 \pm 0,022$
DOSE V2, herkömml.	0°	$0,008 \pm 0,017$
DOSE V1, herkömml.	20°	$0,014 \pm 0,031$
DOSE V2, herkömml.	20°	$0,032 \pm 0,024$

Tabelle 5.3.: Relative Zunahme des Übersprechens. Zusammengefasst ist die relative Zunahme des Übersprechens C (siehe Gl. 5.6.1) für den Vergleich verschiedener Strukturen bei senkrechtem Einfall und $\theta_0 = 20^\circ$.

5.7. Zusammenfassung Oxidstapelätzung

Durch das nahezu vollständige Entfernen der Schichten auf dem Wafer in photoaktiven Bereichen, genannt Oxidstapelätzung (engl. deep optical stack etching, DOSE), können die optischen Eigenschaften von Bildsensoren verbessert werden. Unterschieden werden dabei zwei Varianten. Bei der ersten Variante wird nach der Ätzung die Passivierung abgeschieden und verbleibt daher auf photoaktiven Gebieten und den Kanten der Ätzung. Bei der zweiten Variante wird die Passivierung vorher abgeschieden. In diesem Fall verbleibt nur ein dünnes thermisches Gate-Oxid auf den photoaktiven Gebieten.

Die Ätzungen bei diesem Prozess erfolgen ausschließlich durch reaktives Ionenätzen. Dadurch kann dieser Prozess bei Pixel-Perioden von $10\ \mu\text{m}$ und einem Füllfaktor von 50 % eingesetzt werden. Alle Prozessschritte lassen sich außerdem mit herkömmlichen CMOS-Fertigungswerkzeugen durchführen, im Gegensatz zu einer Prozessierung nach dem eigentlichen CMOS-Prozess wie z. B. in [PWM⁺04]. Beim Design von Bildsensoren für die Oxidstapelätzung sind Modifikationen an der Polysilizium- und eine zusätzliche DOSE-Maske mit entsprechenden Design-Rules zu beachten. Da sich die Dicke des Gate-Oxids auf den photoaktiven Gebieten durch deren Herstellungsmethode und die gute Selektivität bei der Ätzung der Stoppschicht sehr genau kontrollieren lässt, bietet sich dieser Prozess außerdem als Grundlage für Antireflexbeschichtungen an.

Durch eine eindimensionale Simulation wurden bei der ersten Variante Oszillationen der Empfindlichkeit durch die Passivierung erhalten, die eine wesentlich größere Periode als bei herkömmlichen Photodioden haben. Dadurch ist sowohl der Einfluss von verschiedenen spektralen Breiten als auch von geringfügigen Änderungen der Schichtdicke geringer als bei herkömmlichen Photodioden. Betrachtet man den gesamten Bereich der erlaubten Schichtdickenschwankungen der Passivierung, ergeben sich jedoch nur geringe Vorteile bei den Schwankungen der Empfindlichkeit im Vergleich zu optischen Bauelementen ohne die Oxidstapelätzung. Allerdings könnte der dünnere Schichtstapel genutzt werden, um durch eine optische Schichtdickenmessung bei der Herstellung eine rechnerische Kalibrierung der Empfindlichkeit zu erreichen. Eine weitere Möglichkeit die verbleibenden

Oszillationen zu mindern, besteht in der Kombination mit der Stufenätzung, was in Kapitel 6 beschrieben wird.

Durch eine eindimensionale Simulation bei der zweiten Variante wurden zahlreiche Verbesserungen im Vergleich zur herkömmlichen Struktur festgestellt. Durch die geringe Schichtdicke wurden die Oszillationen der Empfindlichkeit vollständig entfernt, dadurch sinkt auch die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der spektralen Breite und von prozessbedingten Schichtdickenschwankungen. Durch die fehlende Passivierung konnte die Empfindlichkeit außerdem bis in den XUV-Bereich erweitert werden, wobei Empfindlichkeiten erreicht wurden, die vergleichbar mit state-of-the-art BSI-CCD- und BSI-CMOS-Bildsensoren sind. Allerdings bleibt bei diesem Prozess ein bisher ungeklärtes Zuverlässigkeitsrisiko durch die fehlende Passivierung bestehen. Für wissenschaftliche und technische Anwendungen im XUV-Bereich, bei denen im Vakuum und damit unter besonders geschützten Bedingungen gearbeitet wird, kann dieses Risiko jedoch vertretbar sein.

Messungen an Teststrukturen haben die eindimensionalen Simulationsergebnisse generell bestätigt. Allerdings wurde bei der Oxidstapelätzung Variante 1 und in weniger ausgeprägter Form auch bei der Variante 2 eine zusätzliche Welligkeit der Empfindlichkeit festgestellt, die auch bei den entsprechenden zweidimensionalen Simulationen sichtbar sind und daher möglicherweise auf optische Effekte der Kanten zurückgeführt werden können. Im UV-Bereich ergibt sich eine leicht verminderte Empfindlichkeit im Vergleich zur eindimensionalen Simulation, die wahrscheinlich durch die oberflächennahe Absorption in Verbindung mit Anätzungen der Oberfläche verursacht wird. Im XUV-Bereich konnten Messungen zwar die Form der simulierten Empfindlichkeit beschreiben, es verblieben jedoch quantitative Diskrepanzen, für die eine teilweise Entfernung des Gate-Oxids und Anätzung des Siliziums in den photoaktiven Gebieten verantwortlich gemacht werden.

Um Effekte der komplexeren Geometrie auf optische Bauelemente zu untersuchen, wurden auch zweidimensionale Simulationen mit dem Synopsys-TCAD-Paket durchgeführt. Bei optischen Simulationen wurde dabei die bereits angesprochene zusätzliche Welligkeit der Empfindlichkeit festgestellt. Durch diese Simulation konnte auch der Einfluss der Oxidstapelätzung auf das optische und elektrische Übersprechen bestimmt werden. Für senkrechten Einfall wurden dabei, sowohl für das optische als auch für das elektrische Übersprechen, vernachlässigbar kleine Erhöhungen des Übersprechens gefunden. Bei schrägem Einfall ergibt sich eine Erhöhung des elektrischen und optischen Übersprechens im Bereich von wenigen Prozent. Allerdings ist der Betrag des Übersprechens in den elektrischen Simulationen vor allem für große Wellenlängen sehr hoch, was bisher nicht durch Messungen an entsprechenden Teststrukturen überprüft werden konnte.

Anwendungen für die Oxidstapelätzung sind vielfältig, so wurde ein erster Bildsensor mit der Variante 2 hergestellt, der für die XUV-Mikroskopie gedacht ist [HHM⁺11]. Die Charakterisierung dieses Bildsensors steht derzeit noch aus. Weitere denkbare Anwendungen dieses Bildsensors finden sich z. B. in der Spektroskopie. Durch die deutlichen Vorteile für die Empfindlichkeit der Variante 2 gegenüber der Variante 1 sind derzeit keine Anwendungen für letztere geplant. Für die geplanten Anwendungen sind Untersuchungen der Zuverlässigkeit und des Einflusses auf weitere elektrische Parameter, wie dem Dunkelstrom, durchzuführen.

KOMBINATION AUS STUFEN- UND OXIDSTAPELÄTZUNG

In diesem Kapitel werden zwei weitere Back-End-of-Line-Prozesse untersucht, die sich aus der Kombination der Stufen- und Oxidstapelätzung ergeben: die Kombination einer Stufe mit der Oxidstapelätzung Variante 1 zum einen und die Durchführung der Oxidstapelätzung in einem Teilbereich des optischen Bauelements mit anschließender Füllung des Lochs mit der Passivierung zum anderen. Für die Konzepte in diesem Kapitel existieren zwar Ideen zur Realisierung, diese wurden jedoch bisher nicht umgesetzt, sodass eine rein theoretische Behandlung durchgeführt wird.

6.1. Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe

In Kapitel 5 wurden die Vor- und Nachteile einer Oxidstapelätzung Variante 1 diskutiert. So kommt es durch die nahezu fehlende SiO_2 -Schicht zu einer starken Vergrößerung der Periode der Oszillationen der Empfindlichkeit, die nur von der Schichtdicke der Siliziumnitrid-Passivierung abhängt. Der Einfluss von prozessbedingten Schichtdickenschwankungen auf die Empfindlichkeit ΔQE sinkt durch diese Methode nur geringfügig. Daher soll untersucht werden, ob sich ΔQE durch eine Stufe in der Passivierung oder im Gate-Oxid weiter reduzieren lässt (siehe Abb. 6.1).

Im ersten Fall wird eine Stufe in der Passivierung durch eine maskierte Ätzung der Passivierung im Loch erzeugt. Im zweiten Fall wird durch den LOCOS-Prozess eine Stufe in der SiO_2 -Schicht geschaffen. Im letzteren Fall ist die zu ätzende Dicke bei der Oxidstapelätzung auch lokal nicht mehr konstant, was die Anforderungen an die Selektivität der SiO_2 -Ätzung zur Polysilizium-Stoppschicht weiter erhöht. Die Umsetzung dieser beiden Prozesse wurde bisher nicht verfolgt.

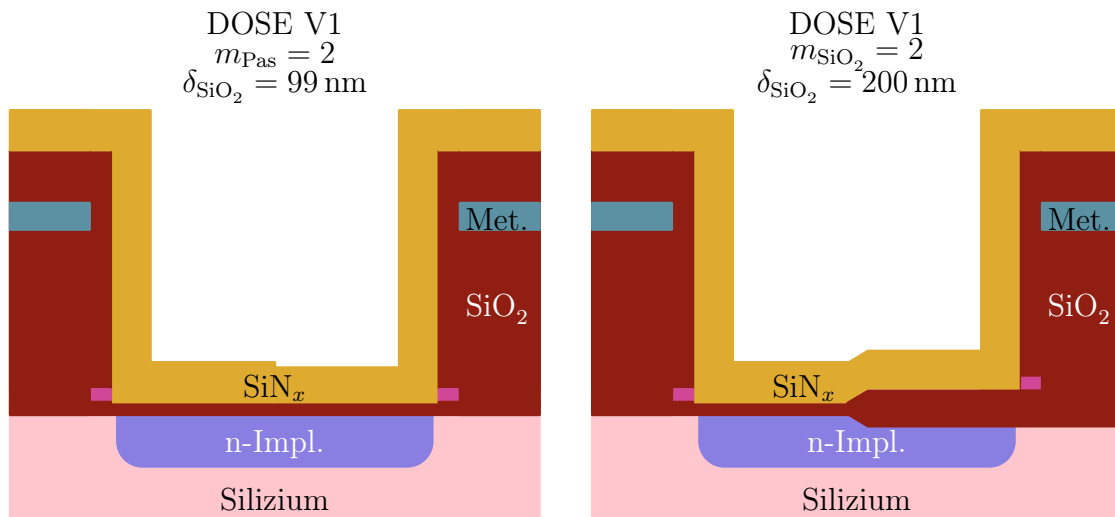


Abbildung 6.1.: Untersuchte Strukturen bei Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe. Dargestellt sind die beiden Strukturen, die für eine Kombination aus Oxidstapelätzung Variante 1 mit einer Stufe untersucht wurden. Links wurde eine Stufe in der Passivierung, rechts durch den LOCOS-Prozess eine Stufe in der SiO_2 -Schicht erzeugt.

Es ergeben sich die in Abb. 6.2 und 6.3 dargestellten Empfindlichkeiten der einzelnen Bereiche (oben) und deren Überlagerungen (unten). Generell zeigt die Stufe auch hier die gewünschte Wirkung und reduziert die möglichen Schwankungen der Quanteneffizienz deutlich, während die durchschnittliche Empfindlichkeit nahezu unverändert bleibt. In diesem Fall reduziert eine Stufe in der Passivierung die Schwankungen jedoch effektiver als eine Stufe in der SiO_2 -Schicht, da jetzt die Passivierung hauptsächlich für die Oszillation verantwortlich ist. Ob der zusätzliche Aufwand bei der Fertigung das Ergebnis rechtfertigt oder eine einfache Stufenätzung ohne Oxidstapelätzung ausreicht, muss im Hinblick auf die jeweilige Anwendung abgewogen werden.

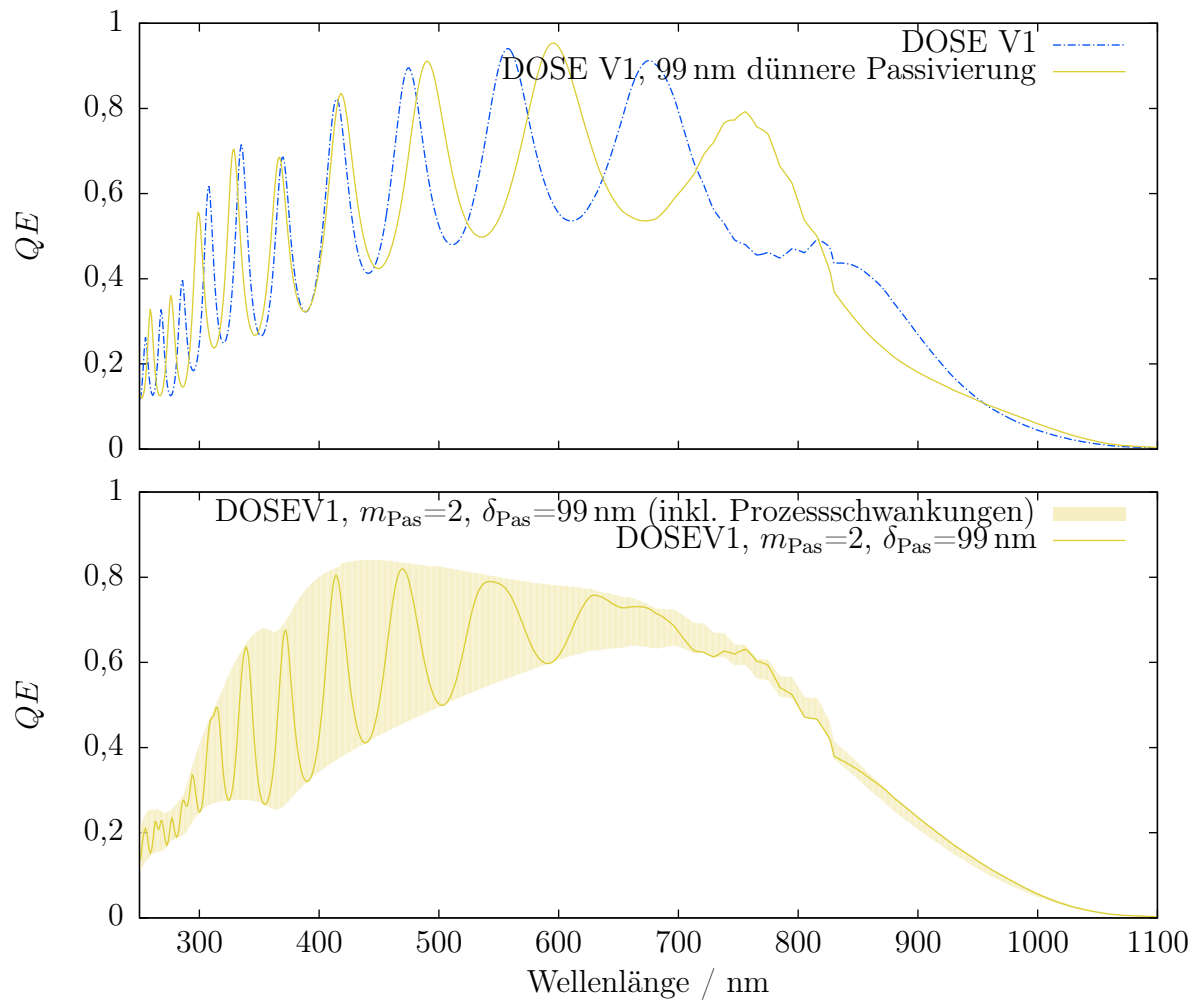


Abbildung 6.2.: Quanteneffizienz bei Kombination Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe in der Passivierung. Dargestellt sind die Quanteneffizienzen der einzelnen Teilbereiche des optischen Bauelements (oben) sowie deren Überlagerung (unten).

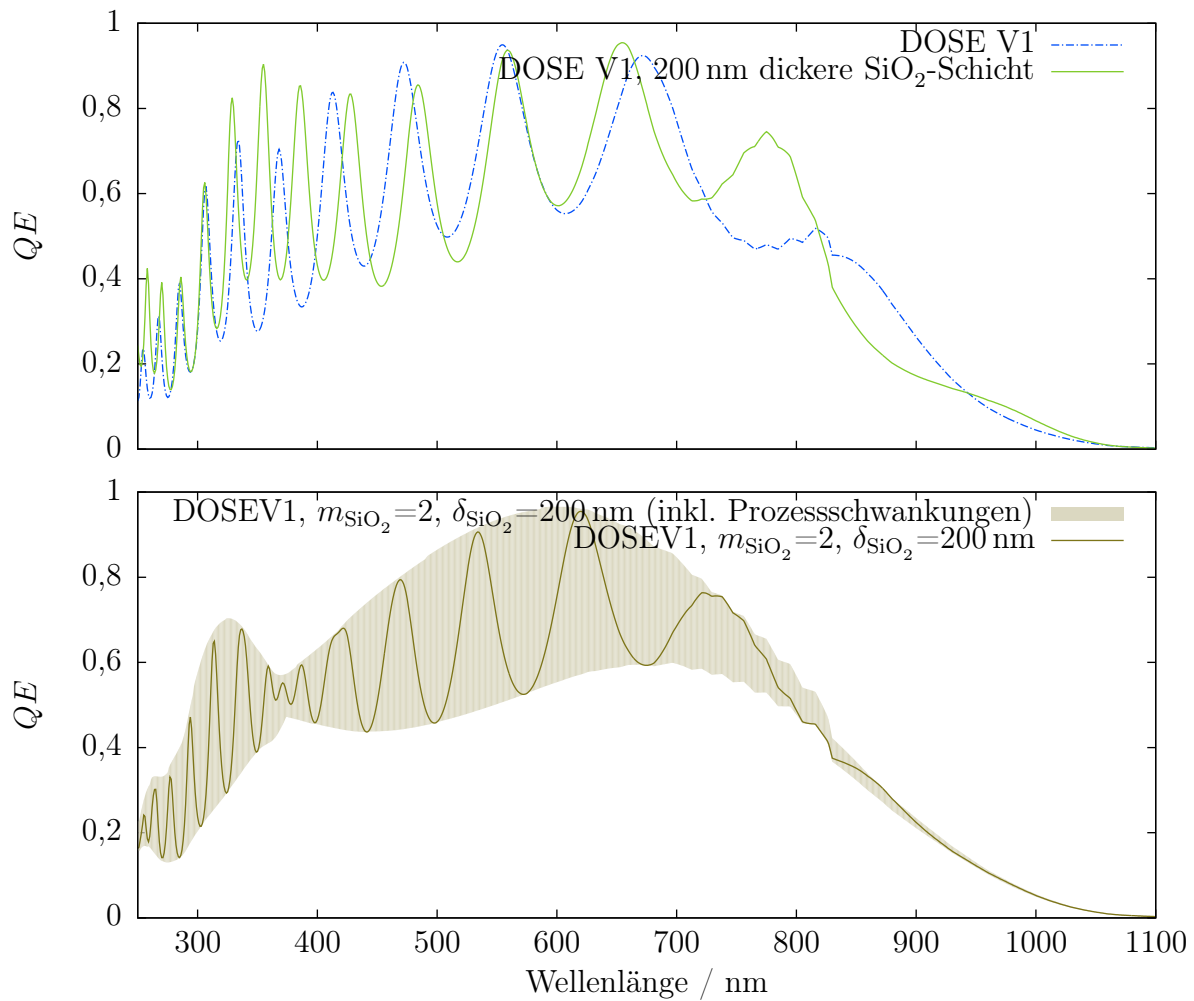


Abbildung 6.3.: Quanteneffizienz bei Kombination Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe im Siliziumoxid. Dargestellt sind die Quanteneffizienzen der einzelnen Teilbereiche des optischen Bauelements (oben) sowie deren Überlagerung (unten).

6.2. Oxidstapelätzung Variante 1 mit planarisierter Passivierung

Als letzte theoretisch denkbare Möglichkeit ergibt sich das Ersetzen eines Materials in einem Teilgebiet eines optischen Bauelements durch ein Material mit einem anderen Brechungsindex. Dies führt zu einem relativen optischen Weglängenunterschied zwischen den beiden Teilbereichen in Abhängigkeit vom Verhältnis der Brechungsindizes.

Dies ließe sich z. B. realisieren, indem man die Oxidstapelätzung Variante 1 nur in Teilbereichen des optischen Bauelements ausführt und anschließend das gesamte Loch mit der Siliziumnitrid-Passivierung füllt (siehe Abb. 6.4). Dazu müsste entweder genug Siliziumnitrid abgeschieden werden, um das Loch vom Boden aufzufüllen, oder die Weite der Ätzung müsste so gering sein, dass eine Füllung des Lochs über eine Abscheidung auf den Seitenwänden gelingt. In diesem Fall könnten jedoch die Verhältnisse aus Weite und Tiefe bei der Ätzung und Abscheidung zu Schwierigkeiten führen. Ein weiteres Problem könnten die Überreste der Stoppschicht sein, die im photoaktiven Gebiet verbleiben. Auch in diesem Fall wurde der Versuch einer Fertigung nicht unternommen.

DOSE V1
planarisierte Passivierung

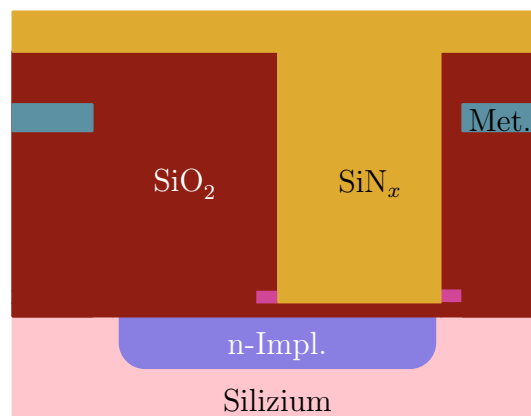


Abbildung 6.4.: Struktur bei Oxidstapelätzung Variante 1 mit planarisierter Passivierung. Dargestellt ist die untersuchte Struktur, die sich ergibt, wenn man das Loch aus der Oxidstapelätzung Variante 1 komplett mit der Passivierung füllt.

Die simulierte Quanteneffizienz ist in Abb. 6.5 dargestellt. Zu erkennen ist eine kaum reduzierte Schwankung der Empfindlichkeit. Das Ersetzen von Materialien in Teilbereichen eines optischen Bauelements hat im Hinblick auf die Empfindlichkeit demnach kaum Vorteile gegenüber einer reinen Oxidstapelätzung. Ein Effekt, der jedoch interessant sein könnte, ist die Reduzierung von Übersprecheffekten durch diese Methode. Durch den höheren Brechungsindex von Siliziumnitrid im Vergleich zum umgebenden Siliziumoxid kommt es an der Grenzfläche zu einer höheren Reflektion bis hin zur Totalreflektion, was optisches Übersprechen vermindern kann.

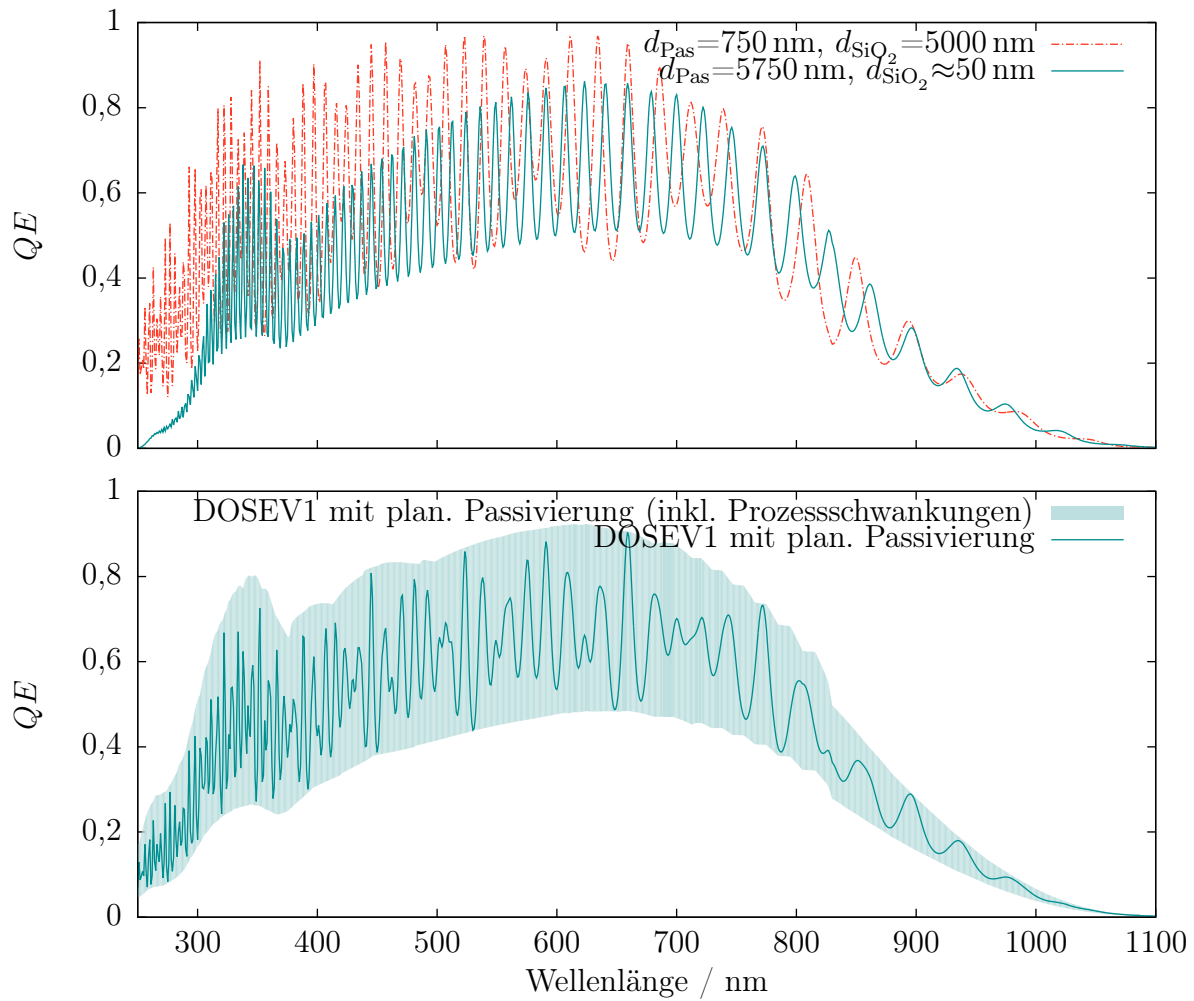


Abbildung 6.5.: Quanteneffizienz bei Kombination von Oxidstapelätzung mit planarisierter Passivierung. Dargestellt sind die Quanteneffizienzen der einzelnen Teilbereiche des optischen Bauelements (oben) sowie deren Überlagerung (unten). Rückstände der Polysilizium-Stoppschicht in photoaktiven Gebieten wurden dabei nicht berücksichtigt.

KAPITEL 7

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Beim Einsatz von CMOS-Bildsensoren in wissenschaftlichen und technischen Anwendungen treten Probleme auf, die bei deren Einsatz in herkömmlichen Anwendungen nicht auftreten. Diese Probleme treten bei schmalbandigen Strahlungsquellen auf und äußern sich vor allem durch Schwankungen der Empfindlichkeit von optischen Bauelementen in Abhängigkeit der spektralen Breite, der Wellenlänge, des Einfallswinkels der Strahlung und in Abhängigkeit von prozessbedingten Schwankungen der Schichtdicken im Back-End-of-Line. Eine weitere Anforderung von wissenschaftlichen und technischen Anwendungen ist der über den sichtbaren Bereich hinausgehende Spektralbereich, vor allem in Richtung kleinerer Wellenlängen. CCD-Bildsensoren sind von diesen Problemen weniger stark betroffen, da diese ein weniger kompliziertes Back-End-of-Line aufweisen, allerdings ist der Übergang zu CMOS-Bildsensoren auch in wissenschaftlichen und technischen Anwendungen gewünscht, um deren Vorteile ausnutzen zu können. In dieser Arbeit wurden drei CMOS-Back-End-of-Line-Prozesse untersucht, mit denen die Eignung von CMOS-Bildsensoren für wissenschaftliche und technische Anwendungen verbessert werden kann.

Durch die Entwicklung einer UV-transparenten Siliziumnitrid-Passivierung konnte die Empfindlichkeit von CMOS-Photodetektoren, die im untersuchten CMOS-Prozess gefertigt werden, im blauen Bereich verbessert und bis hinunter zu 250 nm überhaupt erst ermöglicht werden. Zur Herstellung dieser Schicht wird durch geeignete Abscheideparameter der Stickstoff-Anteil in der Schicht im Vergleich zur bisherigen Siliziumnitrid-Passivierung erhöht, was die Absorption zu kleineren Wellenlängen verschiebt. Diese UV-transparente Passivierung wurde verschiedenen Zuverlässigkeitsuntersuchungen unterzogen, bei denen keine Nachteile in der Schutzwirkung festgestellt wurden. Allerdings wurde eine geringfügige Erhöhung des Dunkelstroms von optischen Bauelementen gemessen und die UV-Transparenz degradierte nach einer Langzeit-UV-Bestrahlung. Ob diese Effekte kritisch für eine bestimmte Anwendung sind, muss für jede Anwendung einzeln untersucht werden. Derzeit wird die UV-transparente Passivierung bei fast allen Entwicklungen von optischen Bauelementen am Fraunhofer IMS eingesetzt und auch mit den weiteren Back-End-of-Line-Prozessen in dieser Arbeit kombiniert. Der erweiterte Spektralbereich ist vor allem interessant für spektroskopische Anwendungen, bei denen die zu untersuchenden Spektrallinien oft im UV-Bereich des Spektrums liegen.

Als zweiter Prozess wurde die sog. Stufenätzung untersucht. Bei diesem Prozess werden mehrere optische Weglängen in ein einzelnes optisches Bauelement integriert. Auf diese Weise lassen sich die Schwankungen der Empfindlichkeit deutlich reduzieren, ohne dabei die durchschnittliche Empfindlichkeit zu verändern. Durch eine schachbrettartige laterale Anordnung der einzelnen optischen Weglängen lässt sich dieses Prinzip auch bei schräger Beleuchtung nahezu unverändert nutzen. Der Bereich und das Maß der Reduktion lässt sich über die Anzahl der Stufen und deren Schichtdickenunterschiede steuern. Durch das Ausnutzen der lokalen Oxidation des Siliziums wurde im untersuchten Prozess eine Möglichkeit gefunden, mehrere optische Weglängen in ein optisches Bauelement zu integrieren, ohne zusätzlichen Produktionsaufwand zu erzeugen. Auch hier wurde eine geringfügige Erhöhung des Dunkelstroms durch den Prozess gefunden, die in anwendungsnahen Untersuchungen weiter betrachtet werden muss. Von diesem Prozess profitieren alle Anwendungen, die mit einer schmalbandigen Beleuchtung arbeiten und bei denen

Schwankungen der Empfindlichkeit unerwünscht sind, wie z. B. bei der Spektroskopie und Anwendungen mit Laser-Beleuchtung, wie dem 3D-time-of-flight-imaging. So hängt z. B. die detektierbare Entfernung beim 3D-time-of-flight-imaging mit der Empfindlichkeit der optischen Bauelemente zusammen. Müssen Spezifikationen für die detektierbare Entfernung eingehalten werden, muss entweder die Empfindlichkeit - und damit die Fläche - des optischen Bauelements erhöht werden, oder man muss akzeptieren, dass viele Bildsensoren die Spezifikationen nicht erreichen. Die Stufenätzung ermöglicht beide Anforderungen, kleine Fläche und große Ausbeute zu vereinen und damit einen Ausweg aus dem sonst nötigen Kompromiss.

Als dritte Möglichkeit wurden die Einflüsse einer Reduktion der Schichten des Back-End-of-Line in photoaktiven Gebieten untersucht. Dabei werden zwei Varianten unterschieden, je nachdem ob sich die Passivierung auf den photoaktiven Gebieten befindet oder nicht. Verbleibt die Passivierung auf den photoaktiven Gebieten, bleibt auch eine entsprechende Oszillation der Empfindlichkeit des optischen Bauelements bestehen. Da die Periode der Oszillation jedoch gegenüber einer herkömmlichen Photodiode mit intaktem Siliziumoxid-Stapel wesentlich vergrößert ist, können die Auswirkungen von kleineren Schwankungen der Schichtdicke und der spektralen Breite reduziert werden. Außerdem wird so theoretisch eine rechnerische Kalibrierung der Empfindlichkeit über Messungen der Schichtdicken bei der Fertigung möglich, was bei herkömmlichen optischen Bauelementen wegen den großen Schichtdicken mit den vorhandenen Messsystemen nicht möglich ist.

Ohne eine Passivierung auf den photoaktiven Gebieten verschwinden nicht nur die Oszillationen der Empfindlichkeit, in Simulationen erweitert sich der nutzbare Spektralbereich bis hinunter auf 140 nm. Zusätzlich wird das optische Bauelement auf diese Weise empfindlich für noch kleinere Wellenlängen im Bereich von 1 bis ca. 20 nm, was durch Messungen überprüft wurde. Mit Hilfe dieses Prozesses wurde ein Bildsensor für den Einsatz bei der Inspektion von Maskenrohlingen für die kommende EUV-Lithographie entwickelt, dessen Charakterisierung demnächst durchgeführt wird. Die großen Vorteile dieses Prozesses werden jedoch mit dem Fehlen der Passivierung erkauft, was große Risiken bei der Zuverlässigkeit beinhaltet, die ebenfalls anwendungsnah beurteilt werden müssen.

Zusätzlich wurde der Effekt einer Kombination aus Stufen- und Oxidstapelätzung theoretisch untersucht. Dabei behielten die einzelnen Prozesse ihre Eigenschaften, allerdings kommt es durch die Kombination zu vielen möglichen Problemen bei der Herstellung. Diese Kombinationen sind daher höchstens in Einzelfällen sinnvoll.

Abschließend kann eine wesentliche Verbesserung der Eignung von CMOS-Bildsensoren für wissenschaftliche und technische Anwendungen durch die untersuchten Back-End-of-Line-Prozesse festgehalten werden.

BRECHUNGSINDIZES

In diesem Kapitel sollen die verwendeten Brechungsindizes der betrachteten Materialien dargestellt werden. Als optisch wichtige Materialien beinhaltet dies Si, SiO₂ und SiN_x. Eingesetzt werden diese Daten in verschiedenen Programmen und Routinen. Die eindimensionalen Simulationsroutinen (siehe Anhang D) arbeiten direkt mit den dargestellten Daten. Synopsys TCAD besitzt eine eigene Datenbank aus Material-Konstanten, die zur Vergleichbarkeit in weiten Teilen auch bei den eindimensionalen Simulationen genutzt wurde. Eine Ausnahme stellt dabei der Bereich zwischen 826 und 1100 nm bei Silizium dar, in dem die TCAD-Daten nur wenige Messpunkte enthalten. Daher verwenden die eindimensionalen Simulationen leicht andere Parameter als TCAD in diesem Wellenlängenbereich. Die Daten aus TCAD wurden durch unabhängige Quellen überprüft, die in den folgenden Abbildungen der einzelnen Materialien angegeben sind. Außerdem werden verschiedene Messungen des Brechungsindex von Schichten, die am Fraunhofer IMS produziert werden, durch spektrale Ellipsometrie dargestellt. Als Messgerät kommt dabei ein Tencor Prometrix UV-1250SE zum Einsatz, das Messungen des komplexen Brechungsindex im Bereich von 250 bis 800 nm ermöglicht.

Werden Simulationen für Wellenlängen über oder unterhalb der verfügbaren Daten durchgeführt, werden die nächstgelegenen Werte verwendet. Falls simulierte Wellenlängen zwischen zwei Datenpunkten liegen, wird zwischen den angrenzenden Datenpunkten linear interpoliert.

Weiterhin werden die molaren Absorptionskoeffizienten von gasförmigem O₂, O₃, N₂ und H₂O dargestellt, die in Abb. 2.11 verwendet werden und auf den Daten aus [KRM] basieren.

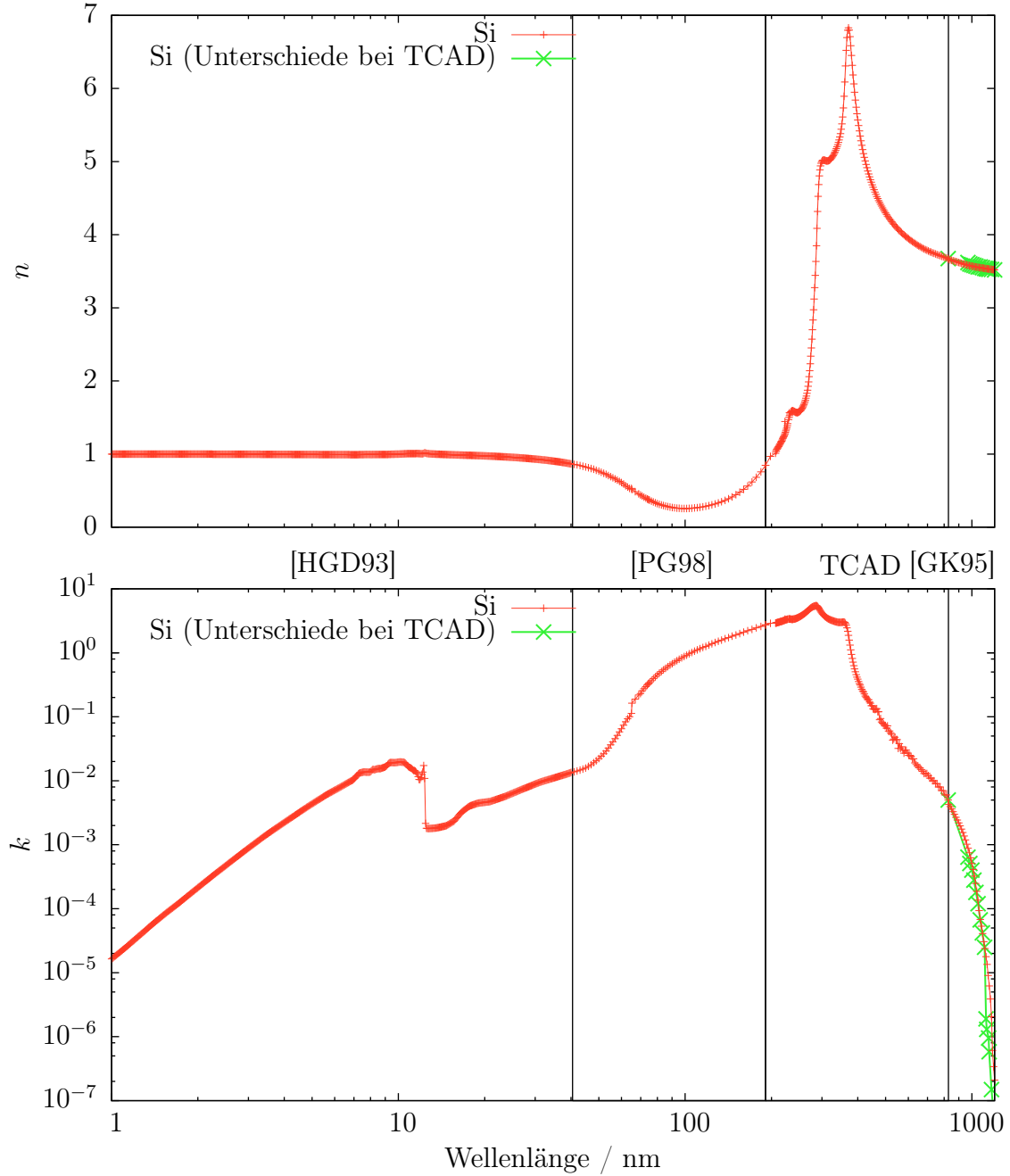


Abbildung A.1.: Brechungsindex Silizium. Dargestellt ist der komplexe Brechungsindex N für das Material Silizium. Der Realteil n ist oben, der Imaginärteil k ist unten dargestellt. Die Quelle der Daten ist zwischen den Graphen gekennzeichnet. Die bei den eindimensionalen Simulationen verwendeten Daten sind in rot dargestellt. Diese enthalten zwischen 190 und 826 nm die Werte aus TCAD. Zwischen 826 und 1100 nm sind in den TCAD-Daten nur wenige Datenpunkte enthalten, daher wurde in diesem Bereich [GK95] als Quelle verwendet. TCAD rechnet in diesem Bereich mit anderen Werten. Der letzte gemeinsame und die unterschiedlichen Punkte sind in grün dargestellt. Die Daten aus TCAD wurden über unabhängige Quellen, wie [PG98] und [DN55], überprüft.

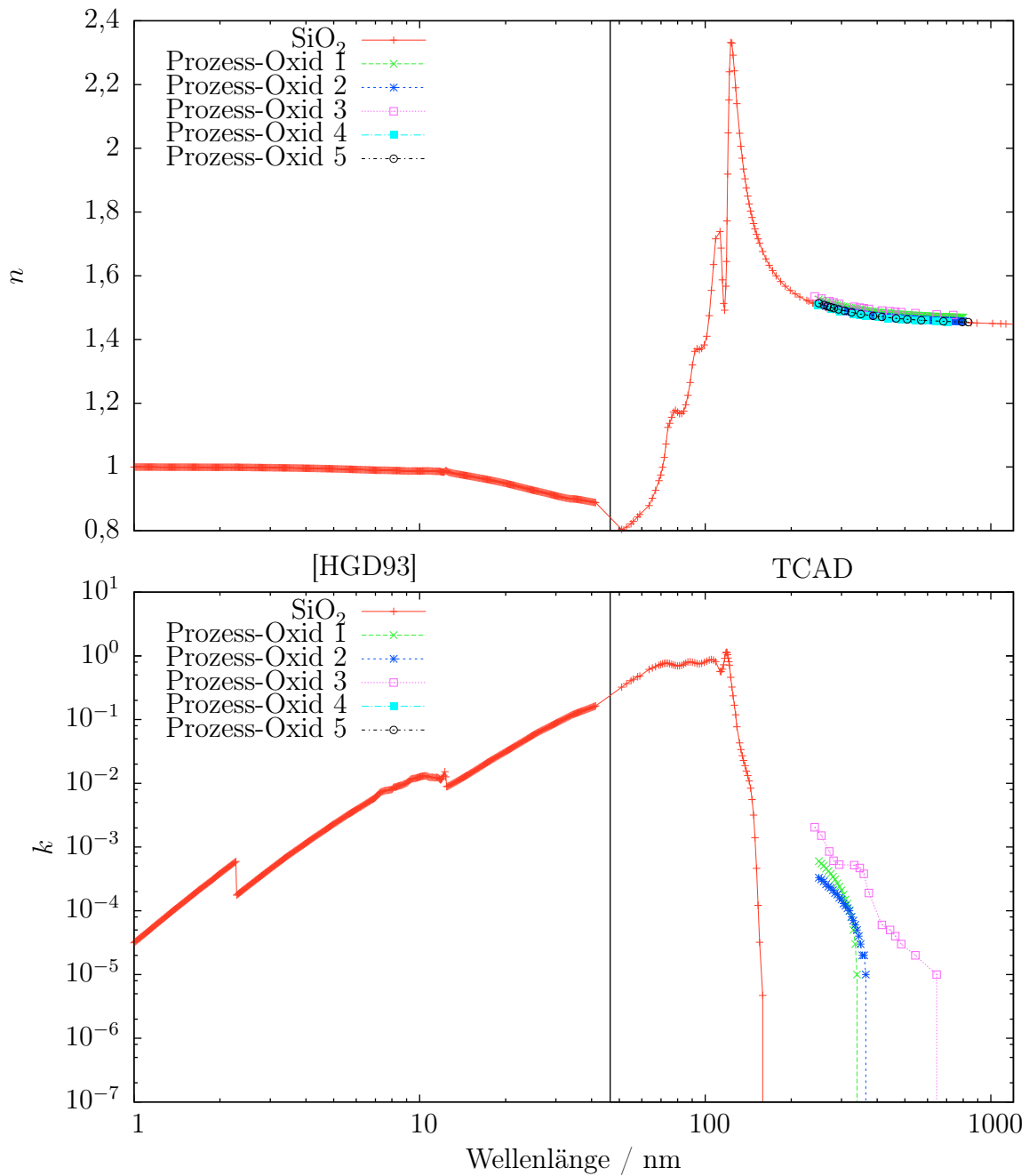


Abbildung A.2.: Brechungsindex Siliziumoxid. Dargestellt ist der komplexe Brechungsindex N für das Material Siliziumoxid. Der Realteil n ist oben, der Imaginärteil k ist unten dargestellt. Die Quelle der Daten ist zwischen den Graphen gekennzeichnet. Die bei den eindimensionalen Simulationen verwendeten Daten sind in rot dargestellt. Diese enthalten zwischen 51 und 1100 nm die Daten aus TCAD, wobei diese durch unabhängige Quellen wie z. B. [RIT] überprüft wurden. Zusätzlich sind Messungen der Brechungsindizes verschiedener in der Fertigung verfügbarer und teilweise im Prozess verwendeter Siliziumoxide dargestellt.

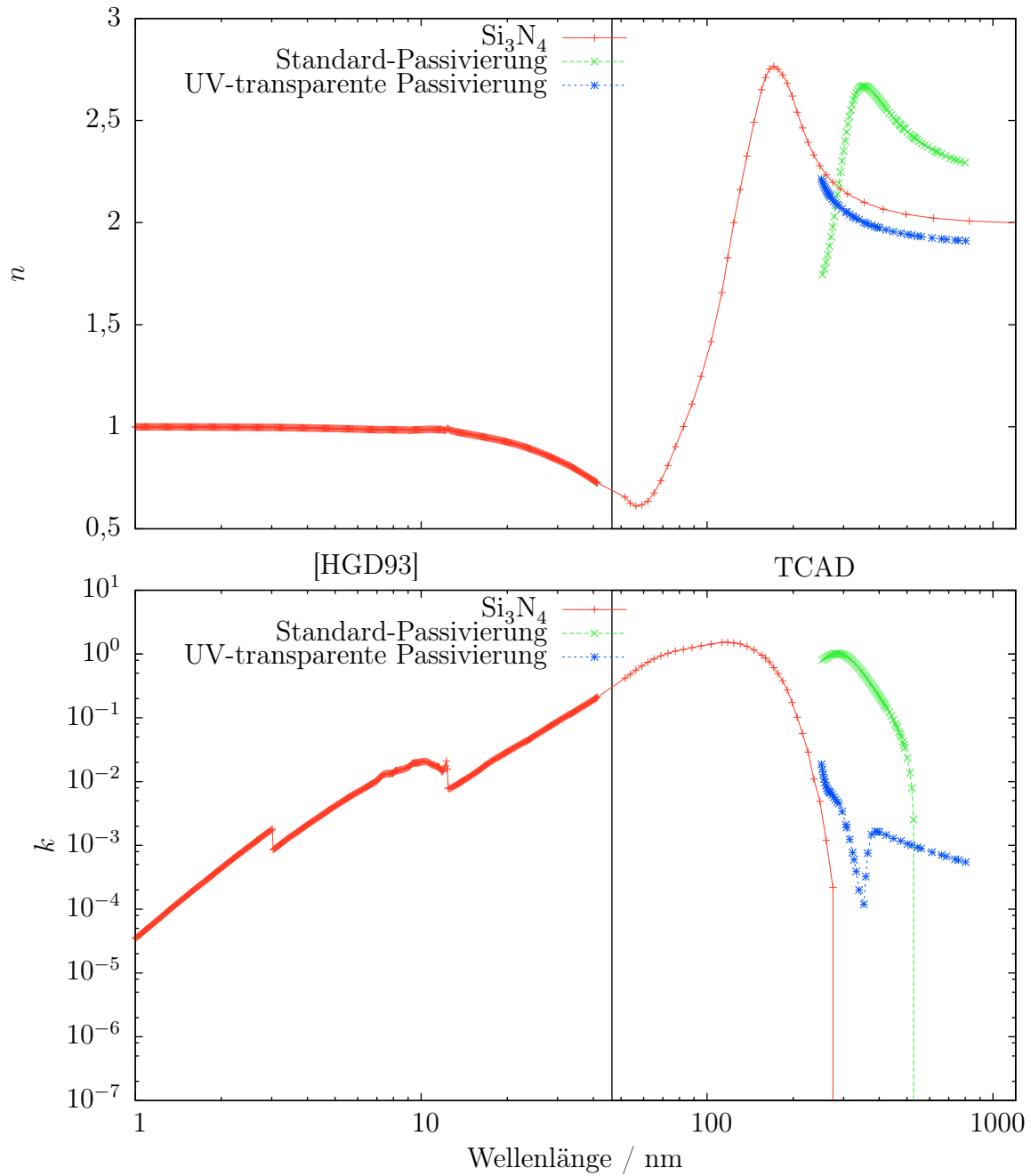


Abbildung A.3.: Brechungsindex Siliziumnitrid. Dargestellt ist der komplexe Brechungsindex N für das Material Siliziumnitrid. Der Realteil n ist oben, der Imaginärteil k ist unten dargestellt. Die Quelle der Daten ist zwischen den Graphen gekennzeichnet. Die bei den eindimensionalen Simulationen verwendeten Daten sind in rot dargestellt. Diese enthalten zwischen 51 und 1100 nm die Daten aus TCAD, wobei diese durch unabhängige Quellen wie z. B. [RIT] überprüft wurden.

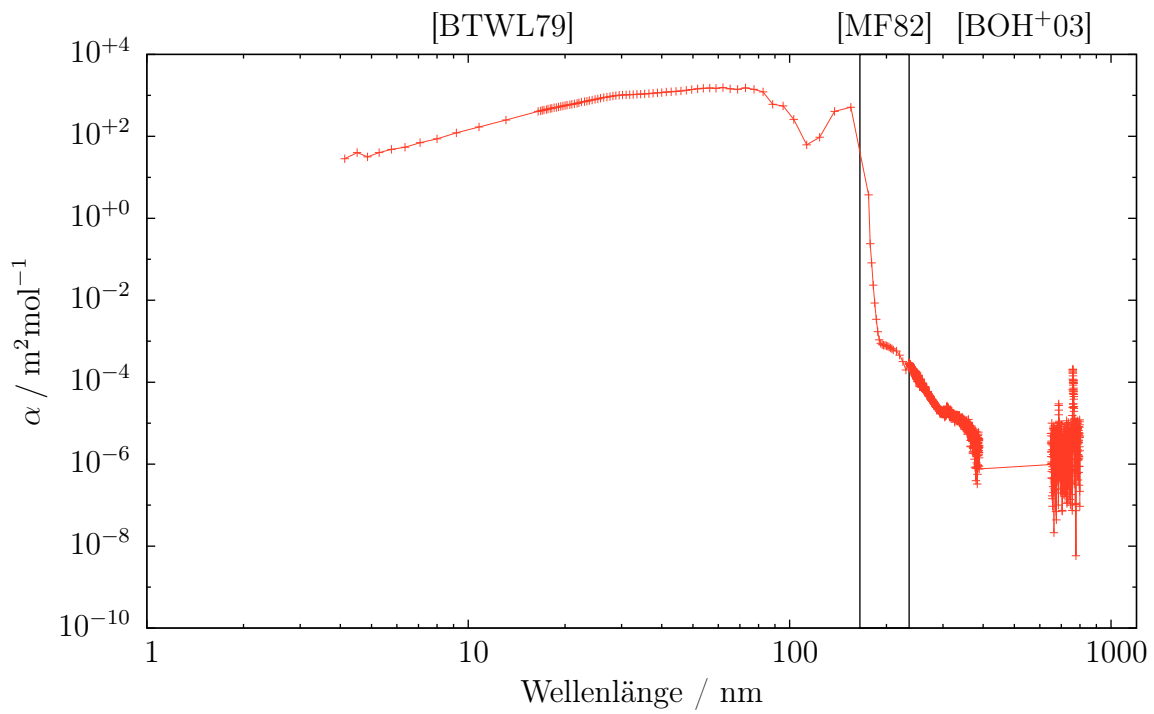


Abbildung A.4.: Absorptionskoeffizient Sauerstoff.

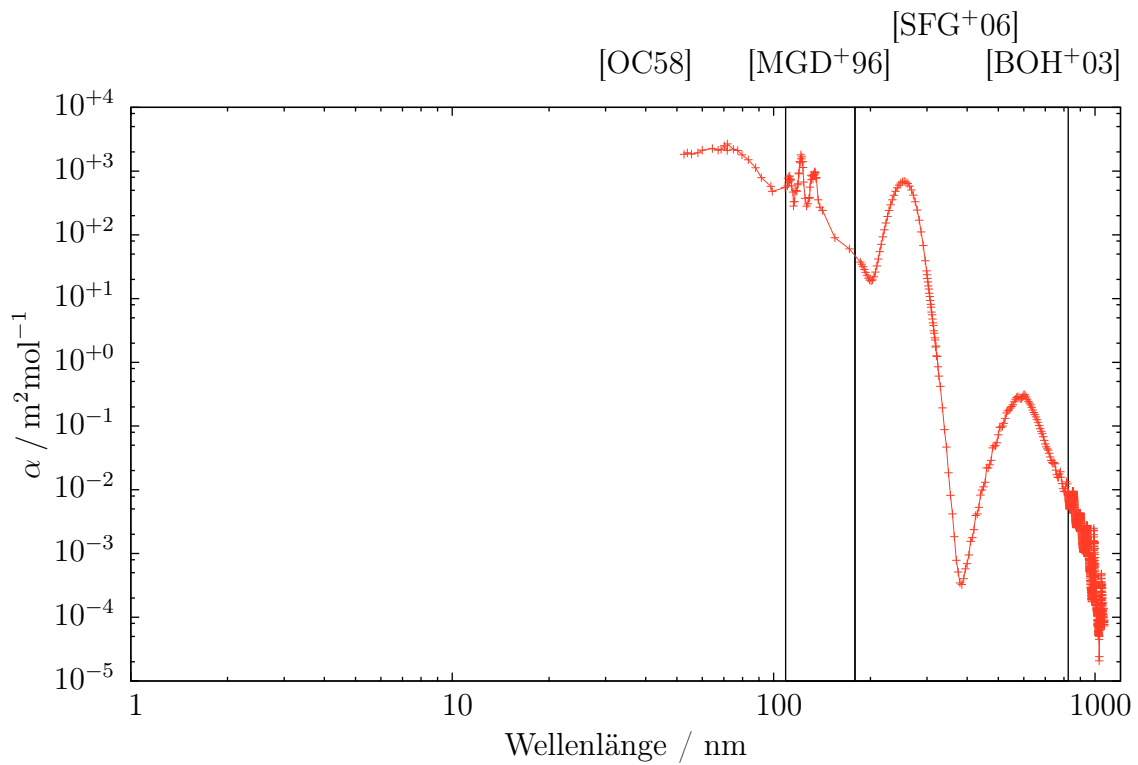


Abbildung A.5.: Absorptionskoeffizient Ozon.

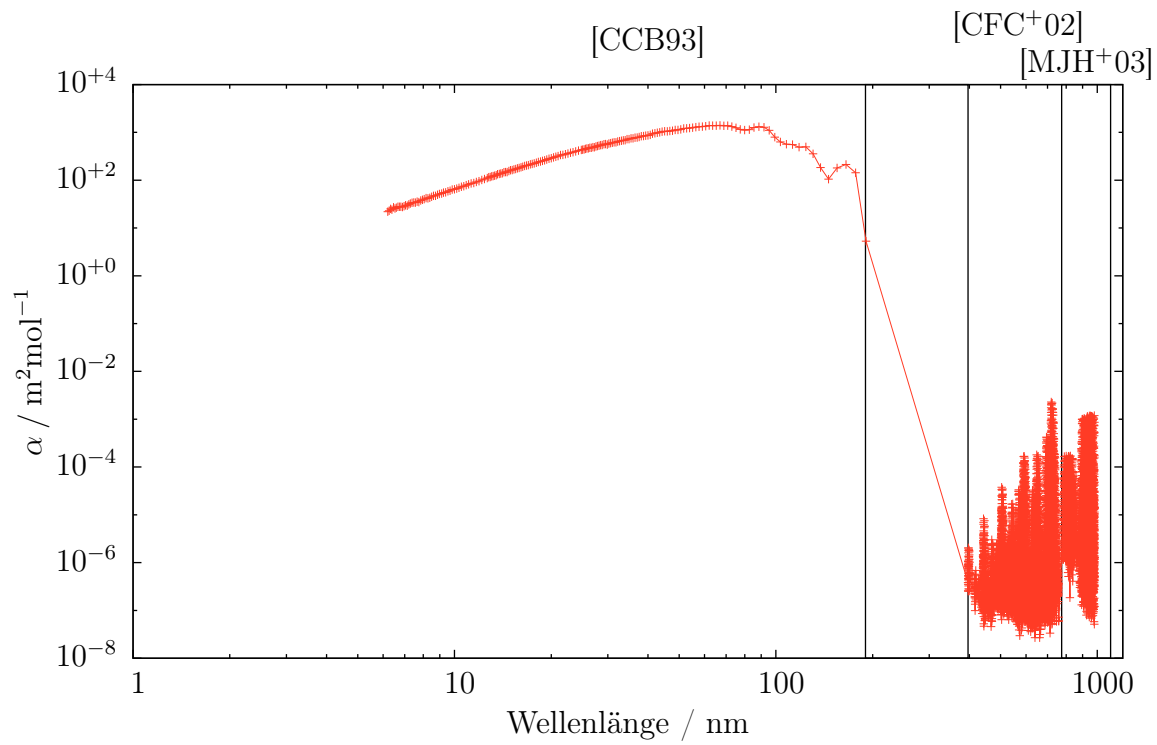


Abbildung A.6.: Absorptionskoeffizient Wasserdampf.

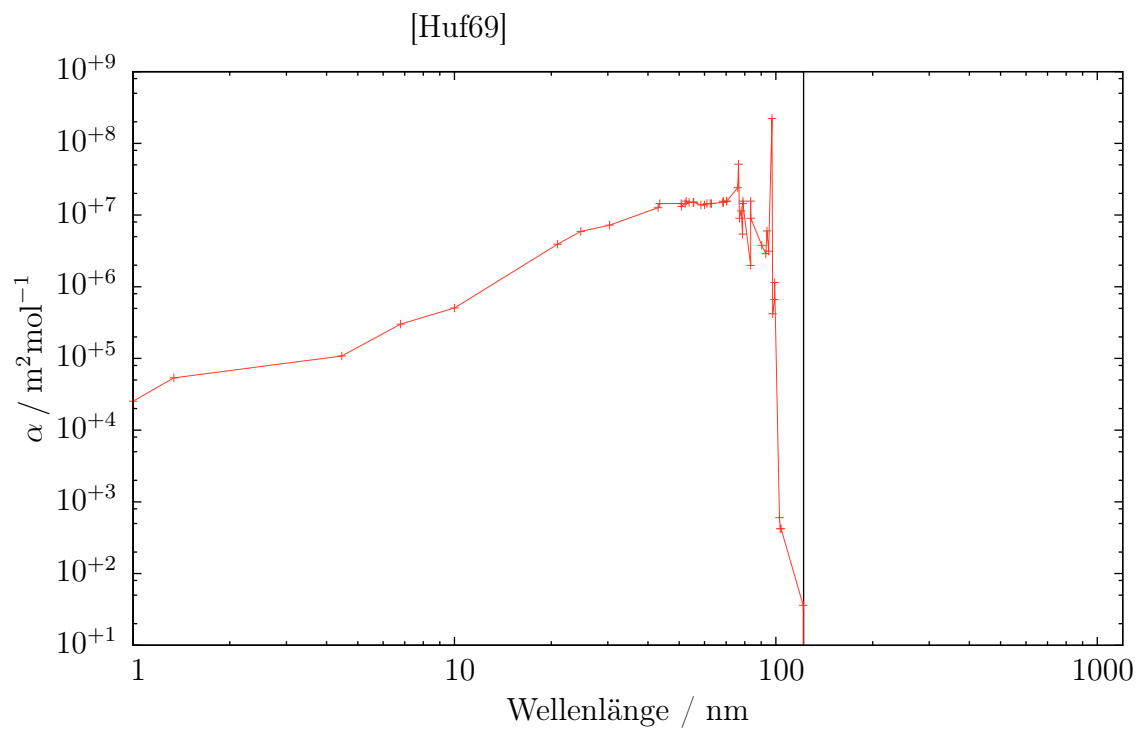


Abbildung A.7.: Absorptionskoeffizient Stickstoff.

QE-MESSSYSTEME

Für die Vermessung der QE von optischen Bauelementen bzw. Photodioden kommen zwei Messsysteme zum Einsatz, die einen Wellenlängenbereich von 250 bis 450 nm bzw. 450 bis 1100 nm abdecken. Beide Messsysteme basieren auf einer breitbandigen Lichtquelle, einem Ausschneiden eines bestimmten Wellenlängenbereichs aus dieser Lichtquelle durch einen Gittermonochromator und der anschließenden Messung des Photostroms der Photodioden. Die Bestimmung der QE erfolgt dabei in zwei Schritten, zunächst wird die Intensität der Strahlung in Abhängigkeit der Wellenlänge mit Hilfe einer kalibrierten Photodiode, genannt Rekalibrier-Photodiode, bestimmt. Diese Rekalibrier-Photodiode ist vom Typ S2386 des Herstellers Hamamatsu. Anschließend kann die Quanteneffizienz von Test-Photodioden aus der Vermessung von deren Photostrom gewonnen werden. Im Folgenden werden die beiden Messsysteme kurz dargestellt. Weitere Details zu den genauen Einstellungen der Messgeräte und der Steuerungs-Software finden sich in [Cza11].

B.1. Das UV-QE-Messsystem

Beim UV-QE-Messsystem kommt als Lichtquelle eine Niederdruck-Lichtbogenlampe gefüllt mit 99,7 % Deuterium zum Einsatz, die im Wellenlängenbereich zwischen 160 und 400 nm eine kontinuierliche Intensität der Strahlung ohne Peaks liefert. Der Hersteller der Lichtquelle ist LOT-Oriel. Zwischen 400 und 450 nm findet sich eine leichte Struktur im Spektrum. Da diese Wellenlängen schädlich für die Augen sind und der Lidschlussreflex nicht greift, sind besondere Vorsichtsmaßnahmen nötig. Daher befindet sich der gesamte Aufbau in einer Black-Box, die mit Kontaktschaltern ausgestattet ist und einen

Sicherheits-Shutter direkt vor der Lichtquelle besitzt, sodass nur bei geschlossener Box Strahlung aus der Lampe austreten kann. Wegen der Gefahr von Streulicht aus der Lampe und Fehlfunktionen des Sicherheits-Shutters muss bei offener Black-Box eine Schutzbrille getragen werden.

Zum Ausschneiden eines Spektralbereichs aus dem Spektrum der Lichtquelle kommt ein Monochromator vom Typ Cornerstone 130 der Firma Oriel zum Einsatz. Im Monochromator wird das Licht zunächst durch ein Gitter aufgefächert und anschließend durch eine Blende ein bestimmter Spektralbereich herausgeschnitten. Durch eine Drehung des Gitters kann der Spektralbereich, der auf die Austrittsblende trifft, kontrolliert werden. Aus dem Monochromator wird die Strahlung auf einer optischen Bank durch Quarz-Linsen parallelisiert und auf einen geeigneten Strahldurchmesser gebracht. Als letztes Objekt steht im Strahlengang ein Schlitten zur Aufnahme der Rekalibrier-Photodiode und einem Sockel zur Aufnahme von zweireihigen Gehäusen (engl. dual inline package, DIP), in denen sich die Test-Photodioden befinden. Durch den Schlitten können sowohl Rekalibrier- als auch Test-Photodioden reproduzierbar im Strahlengang platziert werden.

Die Messung der Ströme von Rekalibrier- und Test-Photodiode erfolgt über einen Vorverstärker vom Typ DLPCA-200 des Herstellers Femto und ein digitales Multimeter vom Typ 2001 des Herstellers Keithley. Der Dunkelstrom der Photodiode wird durch eine Justierung am Vorverstärker vom Stromsignal abgezogen. Durch die Software erfolgt zusätzlich eine Messung und Subtraktion des verbleibenden Dunkelstromniveaus. Außerdem werden Rauschanteile durch einen Tiefpassfilter am Vorverstärker herausgefiltert. Auf diese Weise wird der Photostrom bestimmt.

Die Ansteuerung dieses Messsystems erfolgt durch ein LabView-Programm, das näher in [Cza11] beschrieben ist. Die Messung der Quanteneffizienz einer Test-Photodiode erfolgt in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird die Intensität der Strahlung in Abhängigkeit der Wellenlänge $\Phi(\lambda)$ durch eine Messung des Photostroms $I_{\text{photo}}(\lambda)$ der Rekalibrier-Photodiode bestimmt zu:

$$\Phi(\lambda) = \frac{I_{\text{photo}}(\lambda)}{S_{\text{rekalibrier}}(\lambda) A_{\text{rekalibrier}}}, \quad (\text{B.1.1})$$

wobei $S_{\text{rekalibrier}}(\lambda)$ bzw. $A_{\text{rekalibrier}}$ die spektrale Empfindlichkeit bzw. Fläche der Rekalibrier-Photodiode ist.

Im zweiten Schritt wird die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ der Test-Photodiode in Abhängigkeit der Wellenlänge durch Messung deren Photostroms $I_{\text{photo}}(\lambda)$ bestimmt zu:

$$QE(\lambda) = \frac{hc}{\lambda e} \frac{I_{\text{photo}}(\lambda)}{\eta \Phi(\lambda) A_{\text{Test}}}, \quad (\text{B.1.2})$$

wobei A_{test} die Fläche der Test-Photodiode ist. Die Software berücksichtigt die Anzahl der pro Photon erzeugten Elektron-Loch-Paare $\eta(\lambda)$ nicht während der Messung. Dieser Faktor muss daher nachträglich berücksichtigt werden (siehe Gl. 2.5.3). Der schematische Aufbau und ein Foto des Messsystems sind in Abb. B.1 gezeigt.

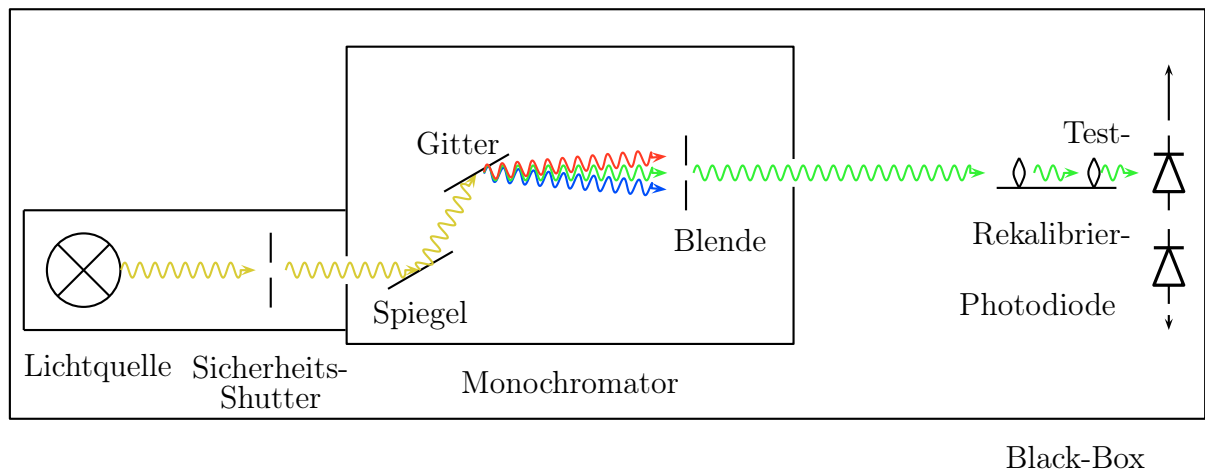
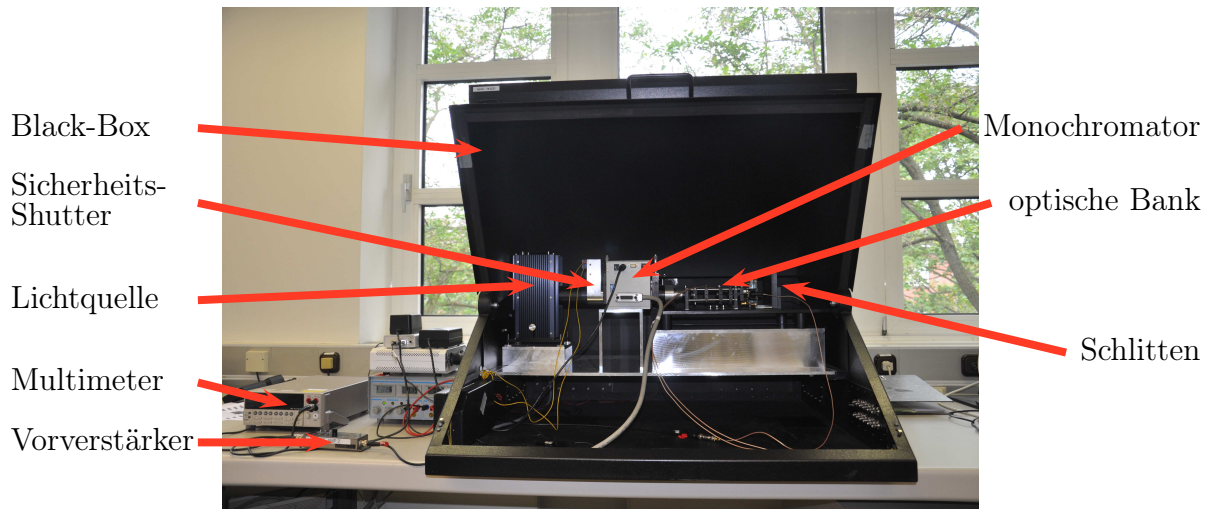


Abbildung B.1.: UV-QE-Messsystem. Dargestellt ist ein Schema (unten) und ein Foto (oben) des UV-QE-Messsystems.

B.2. Das Vis-NIR-QE-Messsystem

Beim Vis-NIR-QE-Messsystem wird eine 250 W Halogen-Lichtquelle des Herstellers LOT-Oriel eingesetzt. Da es sich hier um einen thermischen Strahler handelt, ist das Spektrum im gesamten Bereich kontinuierlich und weist keine Peaks auf. Die Strahlung wird durch einen Chopper zeitlich moduliert, bevor sie in einem Monochromator vom Typ Cornerstone 260 des Herstellers Oriel spektral aufgespalten wird. Das Prinzip gleicht dabei dem Monochromator des UV-QE-Messsystems. Die Strahlung wird durch ein Gitter aufgefächert und eine Blende schneidet einen Teil des Spektrums heraus. Im Unterschied zum UV-QE-Messsystem wird die Strahlung anschließend durch einen halbdurchlässigen Spiegel auf zwei Austrittsblenden gleichzeitig geleitet. An einem der Ausgänge ist eine weitere Photodiode vom Typ S2386 des Herstellers Hamamatsu angeschlossen, die

sog. Referenz-Photodiode. Durch diese Photodiode können Veränderungen der Intensität auch während der Messung festgestellt und ausgeglichen werden.

Aus dem Monochromator wird die Strahlung durch einen Lichtwellenleiter in die Black-Box geleitet, in der sich eine optische Bank mit Linsen zur Parallelisierung und Bestimmung der Bestrahlungsfläche zusammen mit einem Schlitten zur Aufnahme der Rekalibrier- und Test-Photodiode befinden. Eine Darstellung des Vis-NIR-QE-Messsystems findet sich in Abb. B.2.

Der Strom von Referenz- und Rekalibrier- bzw. Test-Photodiode wird durch Vorverstärker vom Typ DLPCA-200 des Herstellers Femto verstärkt. Die Messung erfolgt dank der zeitlichen Modulierung der Strahlung durch einen Lock-In-Verstärker vom Typ 5210 des Herstellers Perkin-Elmer, wodurch Rausch- und Dunkelstromanteile aus dem gemessenen Strom herausgefiltert werden und so eine direkte Messung des Photostroms stattfindet.

Für die Ansteuerung dieses Messsystems stehen zwei verschiedene Programme zur Verfügung, zum einen das in [Cza11] beschriebene und zum anderen ein kommerzielles. In dieser Arbeit werden Messungen mit diesem Messsystem ausschließlich mit der kommerziellen Software durchgeführt, da diese einen leichten Geschwindigkeitsvorteil im Vergleich zur Software aus [Cza11] aufweist.

Der Ablauf der Messung der Quanteneffizienz einer Test-Photodiode erfolgt in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird die Intensität der Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge $\Phi(\lambda)$ durch die Messung des Photostroms $I_{\text{photo}}(\lambda)$ der Rekalibrier-Photodiode bestimmt:

$$\Phi(\lambda) = \frac{I_{\text{photo}}(\lambda)}{S_{\text{rekalibrier}}(\lambda) A_{\text{rekalibrier}}}, \quad (\text{B.2.1})$$

wobei $S_{\text{rekalibrier}}(\lambda)$ bzw. $A_{\text{rekalibrier}}$ die spektrale Empfindlichkeit bzw. Fläche der Rekalibrier-Photodiode ist. Zusätzlich wird während dieser Messung der Photostrom der Referenz-Photodiode $I_{\text{ref,rekalibrier}}$ gemessen.

Im zweiten Schritt wird die Quanteneffizienz QE der Test-Photodiode durch eine Messung deren Photostroms $I_{\text{photo}}(\lambda)$ und eine Messung des Photostroms der Referenz-Photodiode $I_{\text{ref,Messung}}(\lambda)$ bestimmt zu:

$$QE(\lambda) = \frac{hc}{\lambda e} \frac{I_{\text{photo}}(\lambda)}{\Phi(\lambda) \frac{I_{\text{ref,Messung}}(\lambda)}{I_{\text{ref,rekalibrier}}(\lambda)} A_{\text{Test}}}, \quad (\text{B.2.2})$$

wobei A_{test} die Fläche der Test-Photodiode ist. Da in diesem Wellenlängenbereich genau ein Elektron-Loch-Paar pro absorbiertem Photon erzeugt wird, ist eine Berücksichtigung von $\eta(\lambda)$ nicht notwendig.

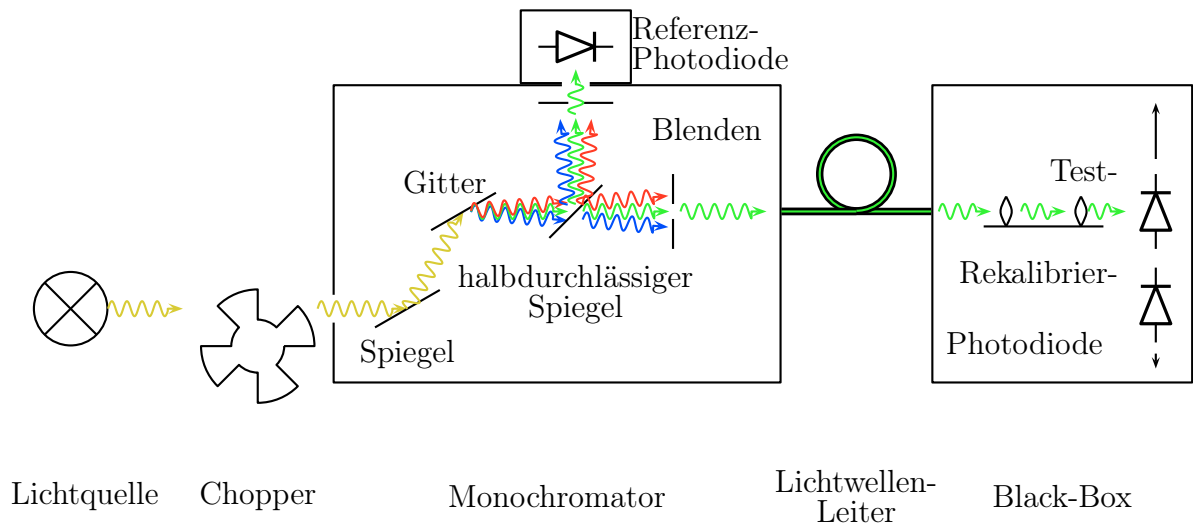
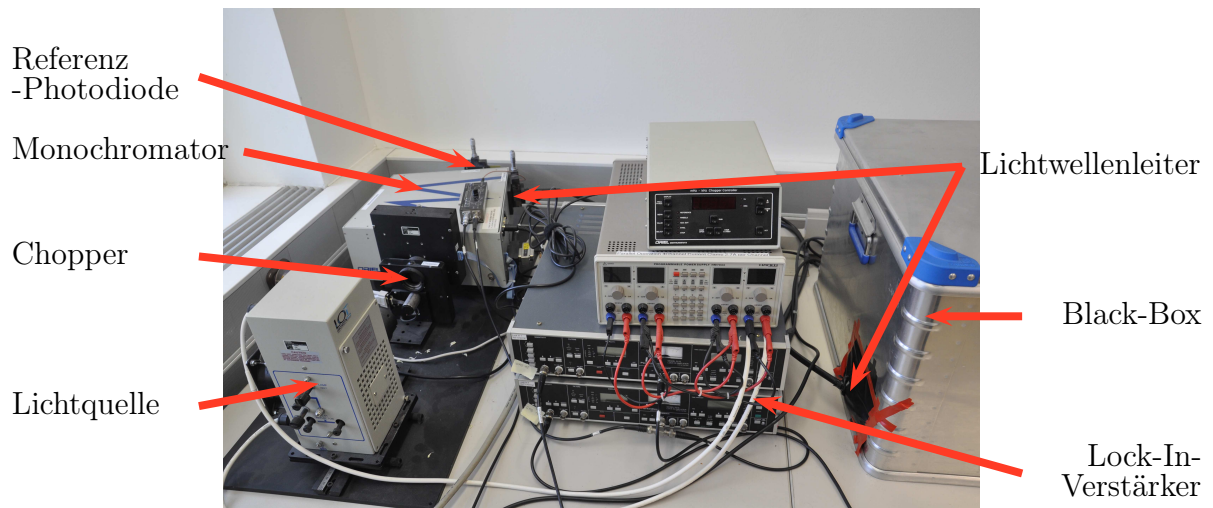


Abbildung B.2.: Vis-NIR-QE-Messsystem. Dargestellt ist ein Schema (unten) und ein Foto (oben) des Vis-NIR-QE-Messsystems.

B.3. Bestimmung des Spektrums und der spektralen Breite der Messsysteme

Zur Berücksichtigung des Spektrums, das aus den Monochromatoren der Messsysteme auf die optischen Bauelemente trifft, wurden drei unterschiedliche Modelle untersucht: ein gaußförmiges Spektrum mit einer konstanten spektralen Breite, ein gaußförmiges Spektrum, dessen spektrale Breite von der Wellenlänge abhängt und das daher als gaußförmiges Spektrum mit relativer spektraler Breite bezeichnet wird, und ein trapezförmiges Spektrum.

Die Definition der gaußförmigen Spektren $G(x, \mu, \sigma)$ lautet:

$$G(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\beta \sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma} \right)^2}, \quad (\text{B.3.1})$$

wobei β ein Normierungsfaktor für den Einsatz in einer numerischen Betrachtung, x eine beliebige Wellenlänge, μ der Mittelwert der Gauß-Verteilung und σ die Standardabweichung der Gauß-Verteilung ist und damit die spektrale Breite des Spektrums definiert.

Die Definition des trapezförmigen Spektrums $T(x, \mu, \sigma, \sigma_{\text{rise}})$ lautet:

$$T(x, \mu, \sigma, \sigma_{\text{rise}}) = \frac{1}{\beta} \begin{cases} 0 & x \leq (\mu - \sigma - \sigma_{\text{rise}}) \\ \frac{x - (\mu - \sigma - \sigma_{\text{rise}})}{\sigma_{\text{rise}}} & (\mu - \sigma - \sigma_{\text{rise}}) < x < (\mu - \sigma) \\ 1 & (\mu - \sigma) \leq x \leq (\mu + \sigma) \\ \frac{x - (\mu + \sigma + \sigma_{\text{rise}})}{-1 \cdot \sigma_{\text{rise}}} & (\mu + \sigma + \sigma_{\text{rise}}) < x < (\mu + \sigma) \\ 0 & x \geq (\mu + \sigma + \sigma_{\text{rise}}) \end{cases}, \quad (\text{B.3.2})$$

wobei in diesem Fall das Plateau durch σ und die Flanken durch σ_{rise} bestimmt werden und damit die spektrale Breite des Spektrums definieren.

Das Spektrum wird durch eine Faltung einer monochromatischen Simulation der QE mit dem Modell des Spektrums berücksichtigt. Führt man eine numerische Anpassung der gaußförmigen Spektren an die Messungen durch, bei der σ variiert wird, so ergeben sich folgende Werte:

- gaußförmig mit konstanter spektraler Breite: $\sigma = 5,1 \text{ nm}$,
- gaußförmig mit relativer spektraler Breite: $\sigma = 0,008 \cdot \lambda$.

Eine Übersicht über die Ergebnisse dieser Anpassungen findet sich in Abb. B.3 (oben bzw. Mitte). Eine Simulation, die mit einem gaußförmigen Spektrum mit einer relativen spektralen Breite mit $\sigma = 0,008 \cdot \lambda$ gefaltet ist, zeigt dabei vor allem im kurzwelligen Bereich eine bessere Übereinstimmung mit den Messungen als eine Simulation, die mit einer konstanten spektralen Breite gefaltet wurde.

Mit Hilfe eines Spektrometers vom Typ USB2000 des Herstellers Ocean Optics wurde das Spektrum des Monochromators des Vis-NIR-QE-Messsystems an der Stelle gemessen,

an der sonst die Test-Photodioden platziert werden. Das Spektrometer wurde als Leihgabe des Lehrstuhls für Werkstoffe der Elektrotechnik der Universität Duisburg-Essen zur Verfügung gestellt. Das Spektrometer ist für einen Wellenlängenbereich von 500 bis 1100 nm ausgelegt, das UV-QE-Messsystem konnte daher nicht vermessen werden. Da die Eintrittsöffnung der Faser des Spektrometers kleiner als der Öffnungsgrad der Austrittsblende des Monochromators ist, konnte nicht direkt am Monochromator gemessen werden. Dort würde nur ein Teil des Spektrums in die Faser einkoppeln. Allerdings wird an der Position der Test-Photodiode eine möglichst große, homogen beleuchtete Fläche erzeugt, sodass dort die Intensität der Strahlung sehr niedrig ist. Daher musste mit sehr hohen Integrationszeiten des Spektrometers von 30 s gearbeitet werden. Durch die niedrige Intensität ist auch das Rauschen des Spektrometers vergleichsweise groß, wodurch sich die genaue Form des Spektrums nicht bestimmen ließ.

In Abb. B.4 finden sich Messungen des Spektrums bei verschiedenen Wellenlängen mit einer Periode von 25 nm im Vergleich mit den angesprochenen Modellen des Spektrums. Die Intensität der einzelnen Messungen wurde dabei soweit möglich auf einen konstanten Wert normiert. Im Bereich unter 525 nm und über 950 nm ist die Intensität der Strahlung so niedrig, dass keine Trennung vom Rauschen möglich ist. Zu erkennen ist eine akzeptable Übereinstimmung der modellierten spektralen Breite mit der gemessenen für die beiden gaußförmigen Spektren (siehe Abb. B.4, oben bzw. Mitte).

Da durch das große Rauschen bei der Messung die genaue Form des Spektrums nicht bestimmt werden konnte, wurde zusätzlich ein trapezförmiges Spektrum untersucht, wobei die Parameter für dieses Modell durch eine Anpassung an die gemessenen Spektren zu $\sigma = 5 \text{ nm}$ und $\sigma_{\text{rise}} = 5 \text{ nm}$ bestimmt wurden (siehe Abb. B.4, unten). Allerdings zeigt dieses Modell beim Vergleich von gemessener und simulierter QE keine bessere Übereinstimmung als das gaußförmige Spektrum mit relativer Breite, vor allem bei kleinen Wellenlängen ergeben sich deutliche Unterschiede (siehe Abb. B.3, unten).

Für den Vergleich von Simulationen und Messungen wird ein gaußförmiges Spektrum mit relativer spektraler Breite und $\sigma = 0,008 \cdot \lambda$ ausgewählt, da es gute Übereinstimmungen der simulierten und gemessenen QE und akzeptable Übereinstimmungen mit der gemessenen spektralen Breite bietet. Außerdem bietet dieses Modell auch für das UV-QE-Messsystem eine zufriedenstellende Übereinstimmung von simulierter und gemessener QE . Für genauere Untersuchungen des Spektrums und der spektralen Breite ist eine Vorrichtung zur Einkopplung der gesamten Intensität direkt am Monochromator und die Ausdehnung des Wellenlängenbereichs bis hinunter auf 250 nm sinnvoll.

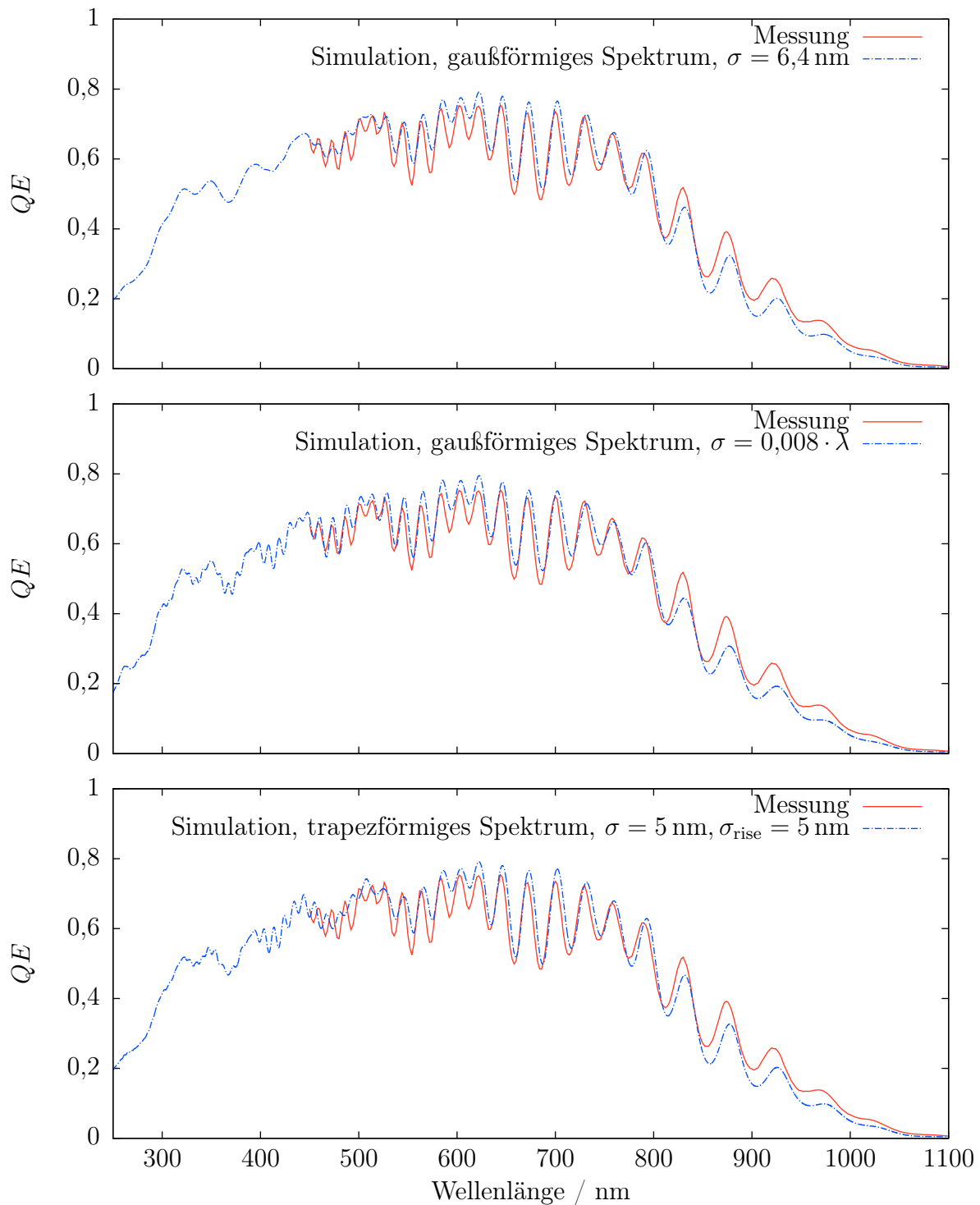


Abbildung B.3.: Vergleich von simulierter und gemessener Quanteneffizienz. Dargestellt ist ein Vergleich von gemessener QE (rot) und simulierter QE (blau) für drei verschiedene Modelle des Spektrums des Monochromators. Oben ist eine Simulation mit einem gaußförmigen Spektrum mit konstanter spektraler Breite, in der Mitte mit einer relativen spektralen Breite und unten mit einem trapezförmigen Spektrum gefaltet.

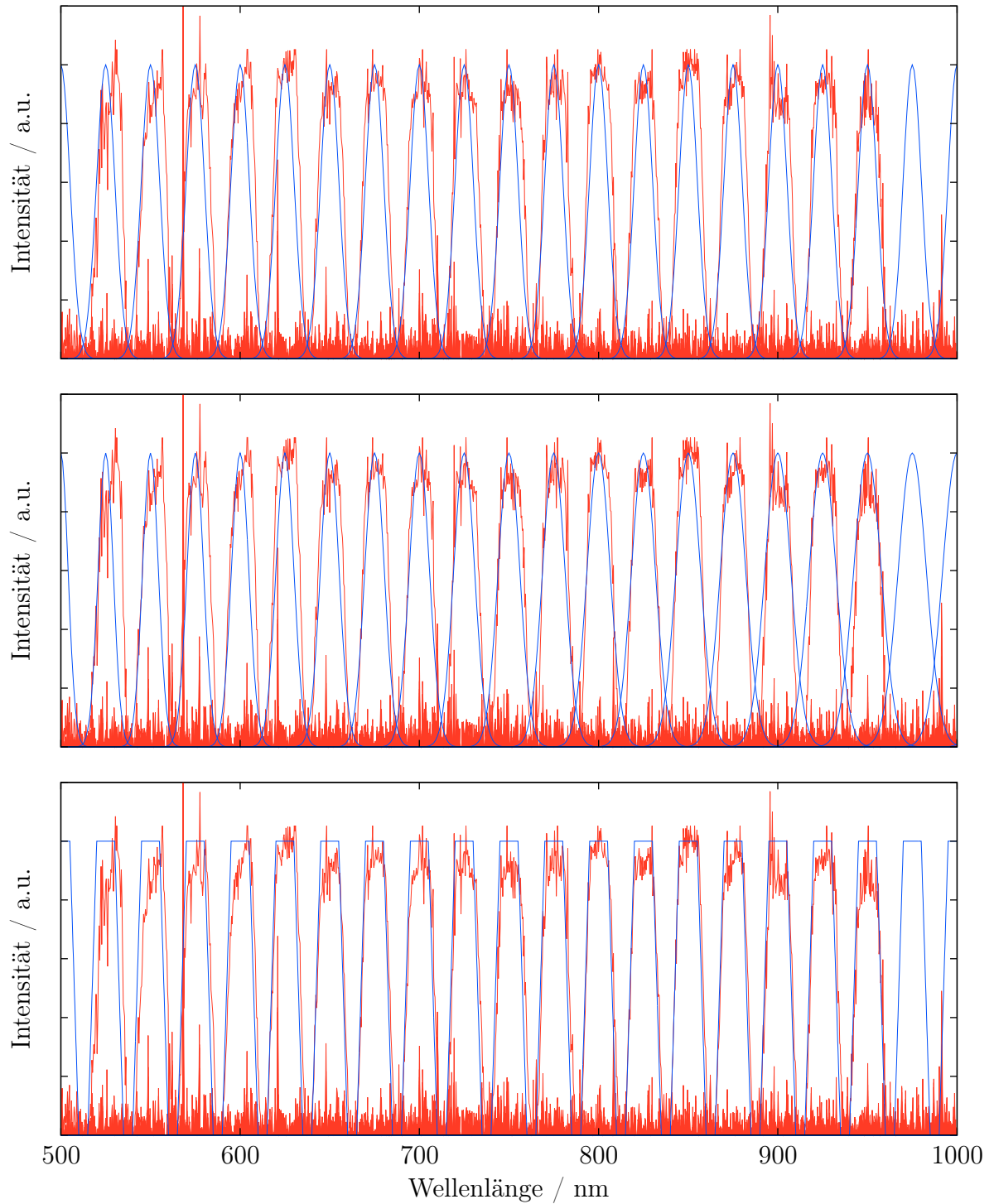


Abbildung B.4.: Messung der spektralen Breite. Dargestellt sind Messungen (rot) und Simulationen (blau) der spektralen Breite des Vis-NIR-QE-Messsystems mit einer Periode von 25 nm. Die Simulationen zeigen eine gaußförmige, konstante spektrale Breite mit $\sigma = 6,4 \text{ nm}$ (oben), eine gaußförmige, relative spektrale Breite mit $\sigma = 0,008 \cdot \lambda$ (Mitte) und eine trapezförmige spektrale Breite mit $\sigma = 5 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{rise}} = 5 \text{ nm}$.

MESSUNG DER XUV-QUANTENEFFIZIENZ VON PHOTODIODEN

In diesem Anhang soll die Messung der XUV-Quanteneffizienz von Photodioden, die entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 prozessiert wurden, dargestellt werden. Die Photodioden stammen aus dem Testfeld T95219A (siehe Abb. 5.4). Vermessen wurden fünf verschiedene Photodioden. Zwei $(300\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus einem Die aus der Wafer-Mitte (Die M) und einem Die aus dem Wafer-Rand (Die R), eine Matrix aus 5 mal 5 $(60\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R sowie zwei Matrizen aus 43 mal 43 $(7\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus den Dies R und M.

Die Messung erfolgte in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer ILT und der PTB Berlin an der XUV-Beamline der PTB Berlin am Bessy II in Berlin. Bei den Messungen wurde der Strom der Photodioden über einen Vorverstärker vom Typ DLPCA-200 des Herstellers Femto verstärkt und anschließend mit einem Keithley 2001 Multimeter gemessen. Die Messwerte des Multimeters wurden mit Hilfe eines LabView-Programms kontinuierlich über die Zeit protokolliert, was im Folgenden mit $I(t)$ bezeichnet ist. Während dieser Zeit wurde die Wellenlänge über einen Monochromator im Strahlengang, unterbrochen vom kurzen Schließen einer Blende, variiert. Auf diese Weise werden aus den zeitabhängigen Strömen der Photodioden $I(t)$ die wellenlängenabhängigen Ströme $I(\lambda)$ über eine Mittelwertbildung extrahiert.

Bei den Messungen wurde jeweils nur ein Teil der Photodioden-Matrix bestrahlt, weshalb bei der Berechnung der Quanteneffizienz die einfallende Strahlungsleistung zur Zeit der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$ und der Anteil der beleuchteten photoaktiven Fläche F genutzt wird.

Die Bestimmung der Strahlungsleistung erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird mit Hilfe einer Kalibrier-Photodiode im Strahlengang die Strahlungsleistung in Abhängigkeit der Wellenlänge $P_{\text{kalibrier}}(\lambda)$ ermittelt. Dazu wird deren Photostrom $I_{\text{photo,kalibrier}}(\lambda) = I_{\text{kalibrier}}(\lambda) - I_{\text{dark,kalibrier}}$ gemessen und mit deren spektralen Empfindlichkeit multipliziert. Der Dunkelstrom der Kalibrier-Photodiode wurde anhand einer gesonderten Messung zu $I_{\text{dark,kalibrier}} = (79 \pm 23) \text{ fA}$ bestimmt.

Die Strahlungsleistung zur Zeit der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$ ergibt sich durch eine Multiplikation der Strahlungsleistung bei der Kalibrierung mit dem Verhältnis der Synchrotron-Strahlströme während der Kalibrierung und der Messung $\frac{I_{\text{Strahl,mess}}}{I_{\text{Strahl,kalibrier}}}$. Darstellungen der Kalibriermessungen finden sich in Abb. C.5, C.7, C.9, C.11 und C.13.

Der Anteil der beleuchteten photoaktiven Fläche, genannt Füllfaktor F , ergibt sich aus der Schnittfläche der kreisförmigen Blende und der Matrix der Photodioden. Eine Divergenz des Strahls wurde wegen des verhältnismäßig geringen Abstands von Blende und Photodiode nicht berücksichtigt. Für die $(300 \mu\text{m})^2$ -Photodioden wurde eine Blende mit einem Durchmesser von $150 \mu\text{m}$ verwendet, sodass in diesem Fall $F = 1$ gilt.

Bei der Matrix aus 5 mal 5 $(60 \mu\text{m})^2$ -Photodioden beträgt der Abstand zwischen den Photodioden $22 \mu\text{m}$. Es wurde eine Blende mit einem Durchmesser von $300 \mu\text{m}$ genutzt. Dadurch konnte der Strahl zwar in die Mitte der Photodioden-Matrix platziert werden, es wurden jedoch auch die Stege zwischen den Photodioden bestrahlt (siehe Abb. C.1). Mit Hilfe eines Python-Skripts wurde die Schnittfläche von Blende und Photodioden-Matrix für diese Anordnung berechnet. Da die genaue Lage des Strahlzentrums zur Photodioden-Matrix bei der Messung nicht ermittelt werden konnte, wurde bei der Berechnung des Füllfaktors das Strahlzentrum im Rahmen einer Periode in beide Richtungen variiert, um so die Unsicherheit des Füllfaktors F zu bestimmen. Das Ergebnis zeigt Abb. C.2. Für die $(60 \mu\text{m})^2$ -Photodioden-Matrizen folgt ein Füllfaktor von $F = 0,535 \pm 0,014$.

Auch bei den Matrizen aus 43 mal 43 $(7 \mu\text{m})^2$ -Photodioden beträgt der Abstand zwischen den Dioden $22 \mu\text{m}$. Es wurde eine Blende mit einem Durchmesser von $600 \mu\text{m}$ genutzt. Eine Darstellung der Anordnung zeigt Abb. C.3. Da in REM-Bildern zu erkennen ist, dass die Weite der Ätzung an der Oberkante $7,36 \mu\text{m}$ bzw. $7,37 \mu\text{m}$ beträgt und davon ausgegangen werden muss, dass an den Flanken der Photodiode Totalreflektion stattfindet, wurden die Berechnungen des Füllfaktors mit einer Photodioden-Weite von $7,365 \mu\text{m}$ durchgeführt (siehe Abb. C.4). Es ergibt sich in diesem Fall ein Füllfaktor von $F = 0,06450 \pm 0,00035$.

Als letzter Parameter zur Bestimmung der Quanteneffizienz muss der Photostrom der Test-Photodioden $I(\lambda)_{\text{photo,mess}}$ gemessen werden. Dieser ergibt sich wiederum aus der Differenz des gemessenen Stroms bei einer bestimmten Wellenlänge $I_{\text{mess}}(\lambda)$ und dem Dunkelstrom $I_{\text{dark,mess}}$. Der Dunkelstrom wird aus dem Mittelwert der Dunkelströme vor und nach einer Messung bei geschlossener Blende bestimmt. Der Strom bei einer

bestimmten Wellenlänge ergibt sich aus einer zeitlichen Mittelwertbildung über die einzelnen Datenpunkte $I_{\text{mess}}(t)$ bei geöffneter Blende. Abb. C.6, C.8, C.10, C.12 und C.14 zeigen die entsprechenden Parameter inklusive der Strahlungsleistung bei der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$.

Damit ergibt sich die Quanteneffizienz einer Photodiode gemäß:

$$QE = \frac{hc}{\lambda} \frac{I_{\text{photo}}}{eFP_{\text{mess}}\eta} = \frac{I_{\text{photo}}E_{\text{gen}}}{eFP_{\text{mess}}}, \quad (\text{C.0.1})$$

wobei die Anzahl der pro Photon erzeugten Elektron-Loch-Paare $\eta = \frac{E_{\text{photon}}}{E_{\text{gen}}}$ und die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars $E_{\text{gen}} = 3,7 \text{ eV}$ ist.

Alle Daten außer dem Strom der Test-Photodioden wurden von der PTB Berlin aufgenommen und zur Verfügung gestellt.

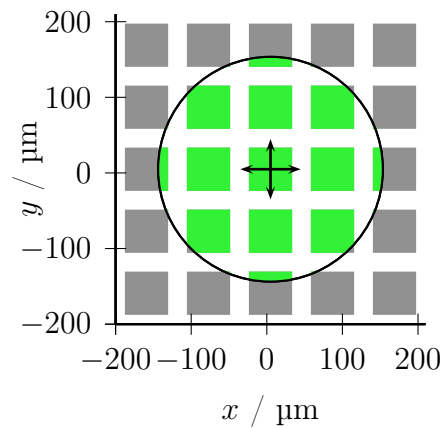


Abbildung C.1.: $(60\ \mu\text{m})^2$ -Photodioden-Matrix und Strahldurchmesser. Die grüne Fläche stellt den Anteil der bestrahlten Fläche bei zentraler Positionierung des Strahls in der Matrix dar. Die Pfeile stellen den Bereich dar, in dem das Strahlzentrum bei der Berechnung verfahren wurde.

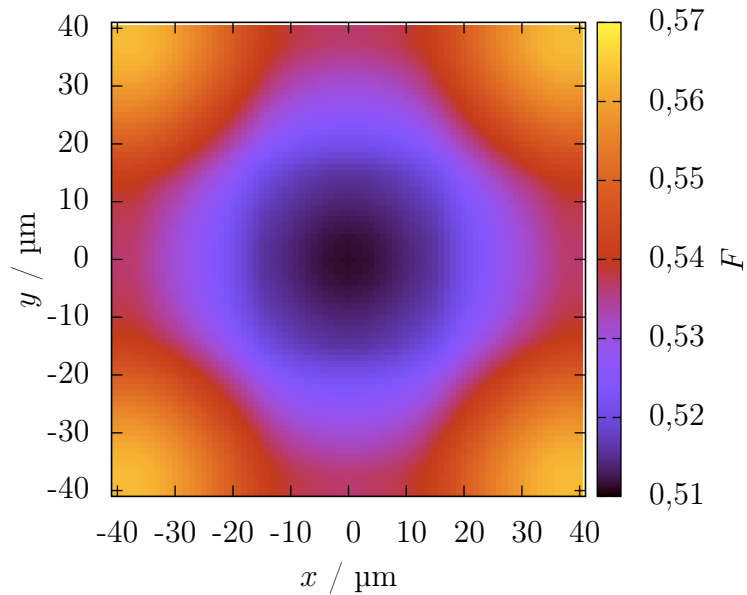


Abbildung C.2.: Füllfaktor für $(60\ \mu\text{m})^2$ -Photodioden. Dargestellt ist der Füllfaktor F für eine Matrix aus 5×5 $(60\ \mu\text{m})^2$ -Photodioden und eine Verschiebung des Strahlzentrums um eine Periode entlang der x - und y -Achse.

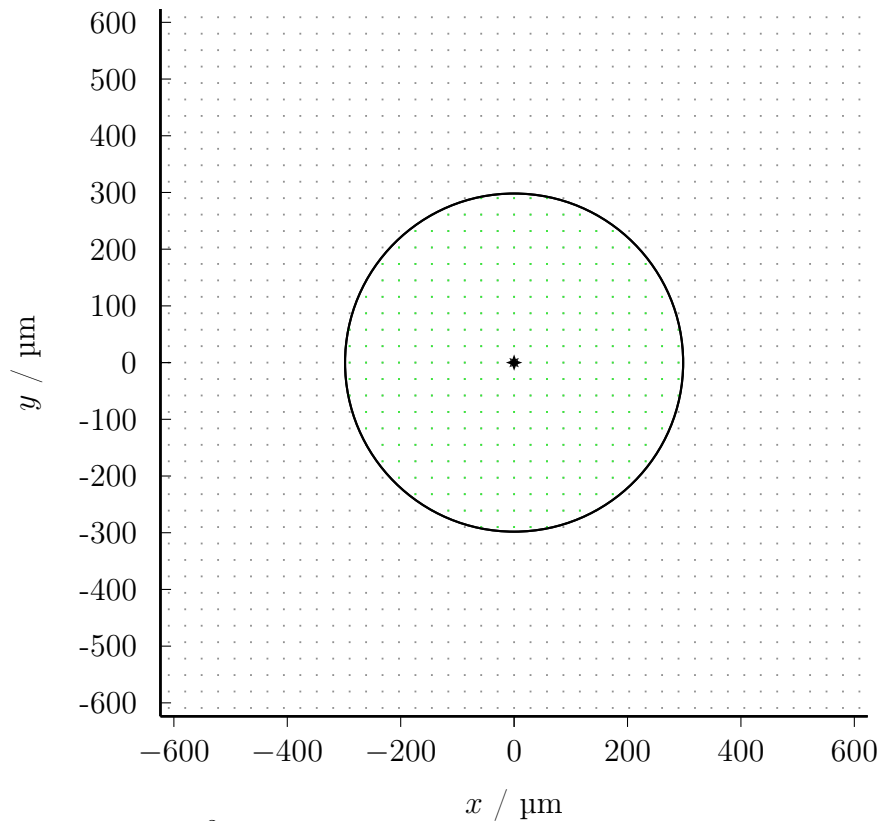


Abbildung C.3.: $(7\mu\text{m})^2$ -Photodioden-Matrix und Strahldurchmesser. Die grüne Fläche stellt den Anteil der bestrahlten Fläche bei zentraler Positionierung des Strahls in der Matrix dar. Die Pfeile stellen den Bereich dar, in dem das Strahlzentrum bei der Berechnung verfahren wurde.

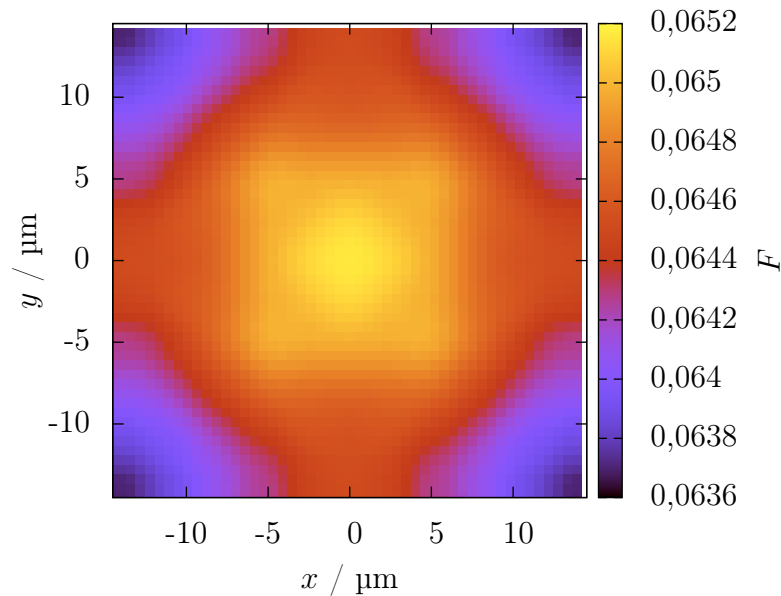


Abbildung C.4.: Füllfaktor für $(7\mu\text{m})^2$ -Photodioden. Dargestellt ist der Füllfaktor F für eine Matrix aus 43×43 $(60\mu\text{m})^2$ -Photodioden und eine Verschiebung des Strahlzentrums um eine Periode entlang der x- und y-Achse.

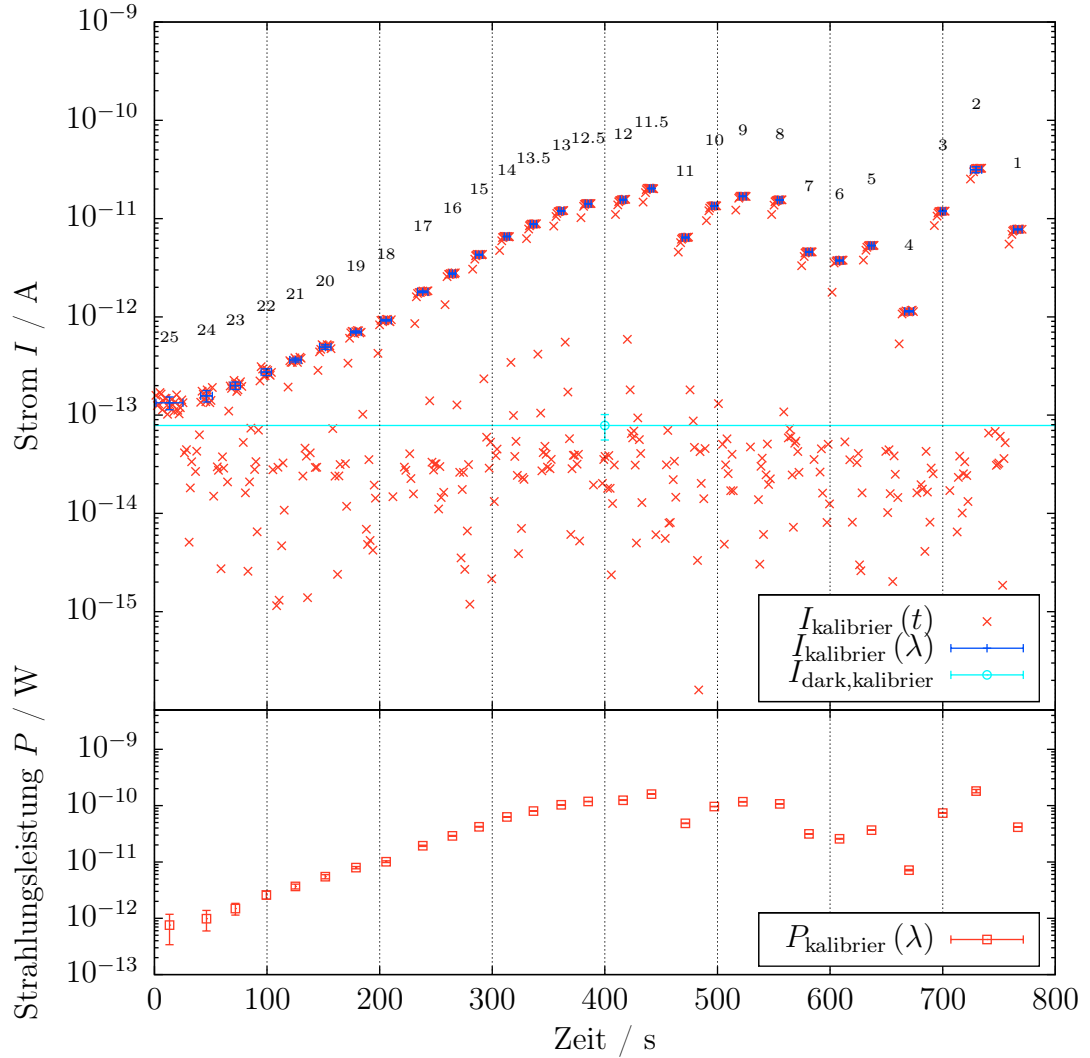


Abbildung C.5.: Kalibriermessung für die $(300\,\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die R. Oben dargestellt ist der Strom der Kalibrier-Photodiode über die Zeit $I(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom der Kalibrier-Photodiode $I_{\text{dark,kalibrier}}$ aus einer gesonderten Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Kalibrierung $P_{\text{kalibrier}}(\lambda)$.

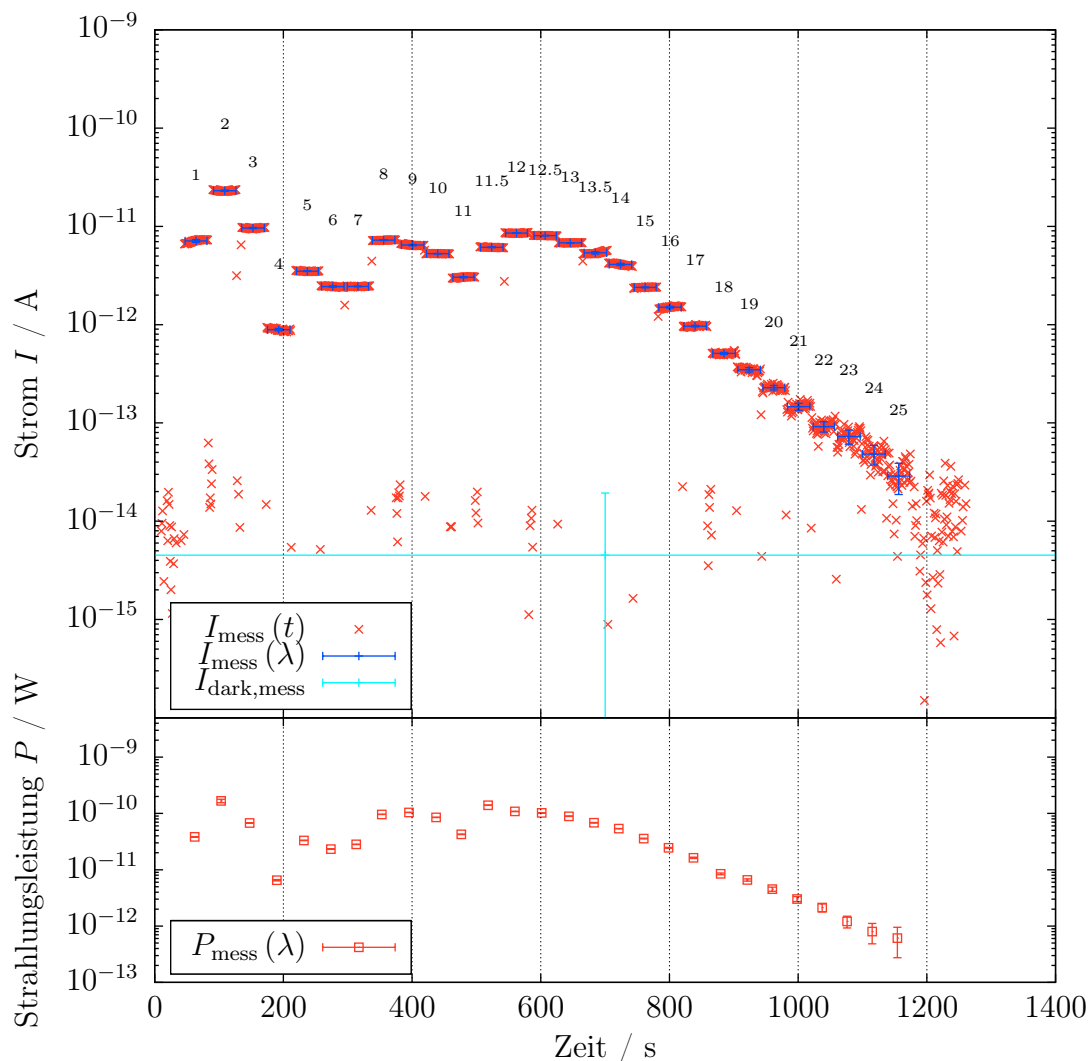


Abbildung C.6.: Messung der $(300\,\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die R. Oben dargestellt ist der Strom der Test-Photodiode über die Zeit $I_{\text{mess}}(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I_{\text{mess}}(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I_{\text{mess}}(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom $I_{\text{dark,mess}}$ aus einem Mittelwert der Messpunkte vor und nach der Messung. Wegen der Berücksichtigung, aber fehlenden Darstellung von negativen Werten sieht der Dunkelstrom leicht verschoben aus. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$.

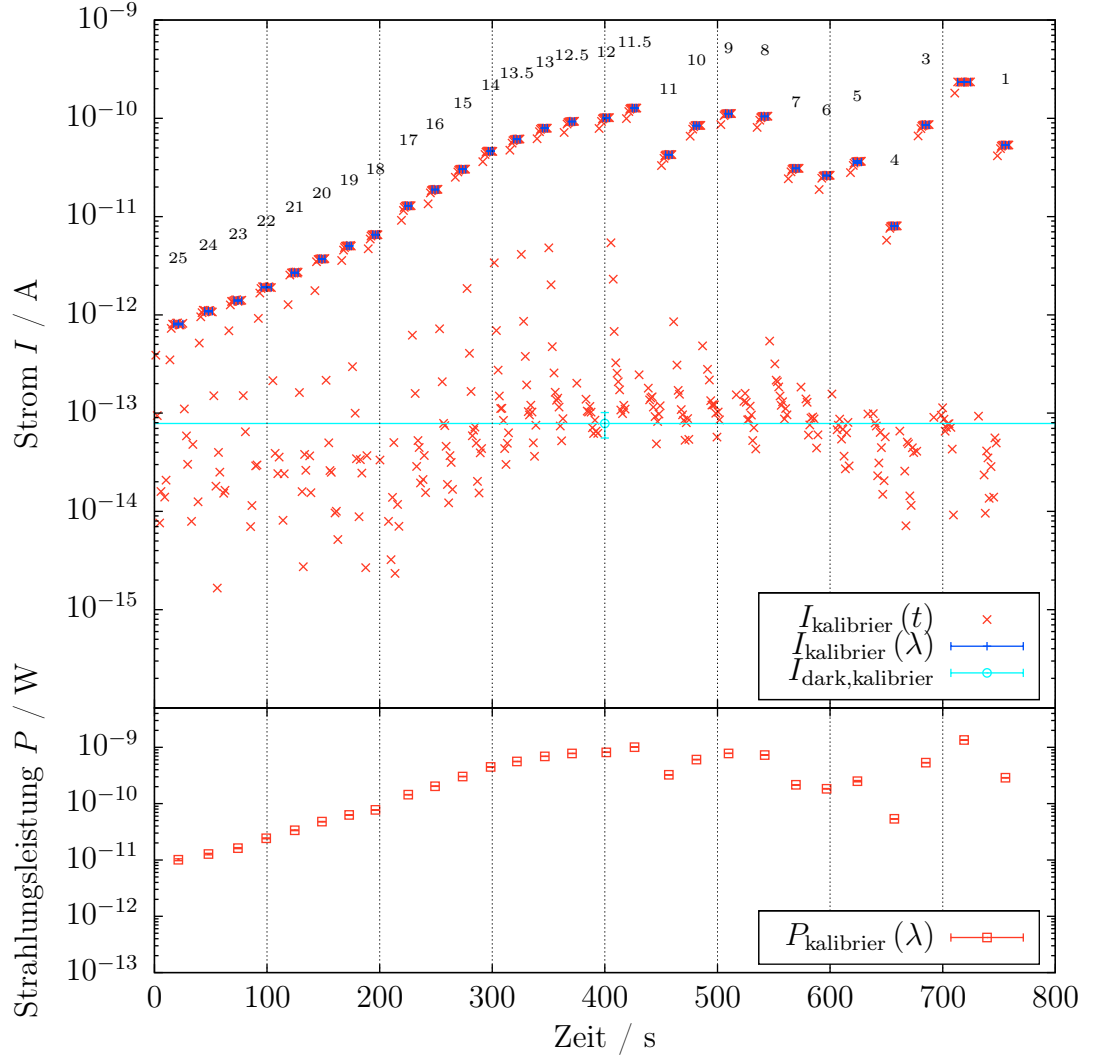


Abbildung C.7.: Kalibriermessung für die $(60\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R. Oben dargestellt ist der Strom der Kalibrier-Photodiode über die Zeit $I(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über bzw. unter den einzelnen Werten von $I(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom der Kalibrier-Photodiode $I_{\text{dark,kalibrier}}$ aus einer gesonderten Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Kalibrierung $P_{\text{kalibrier}}(\lambda)$.

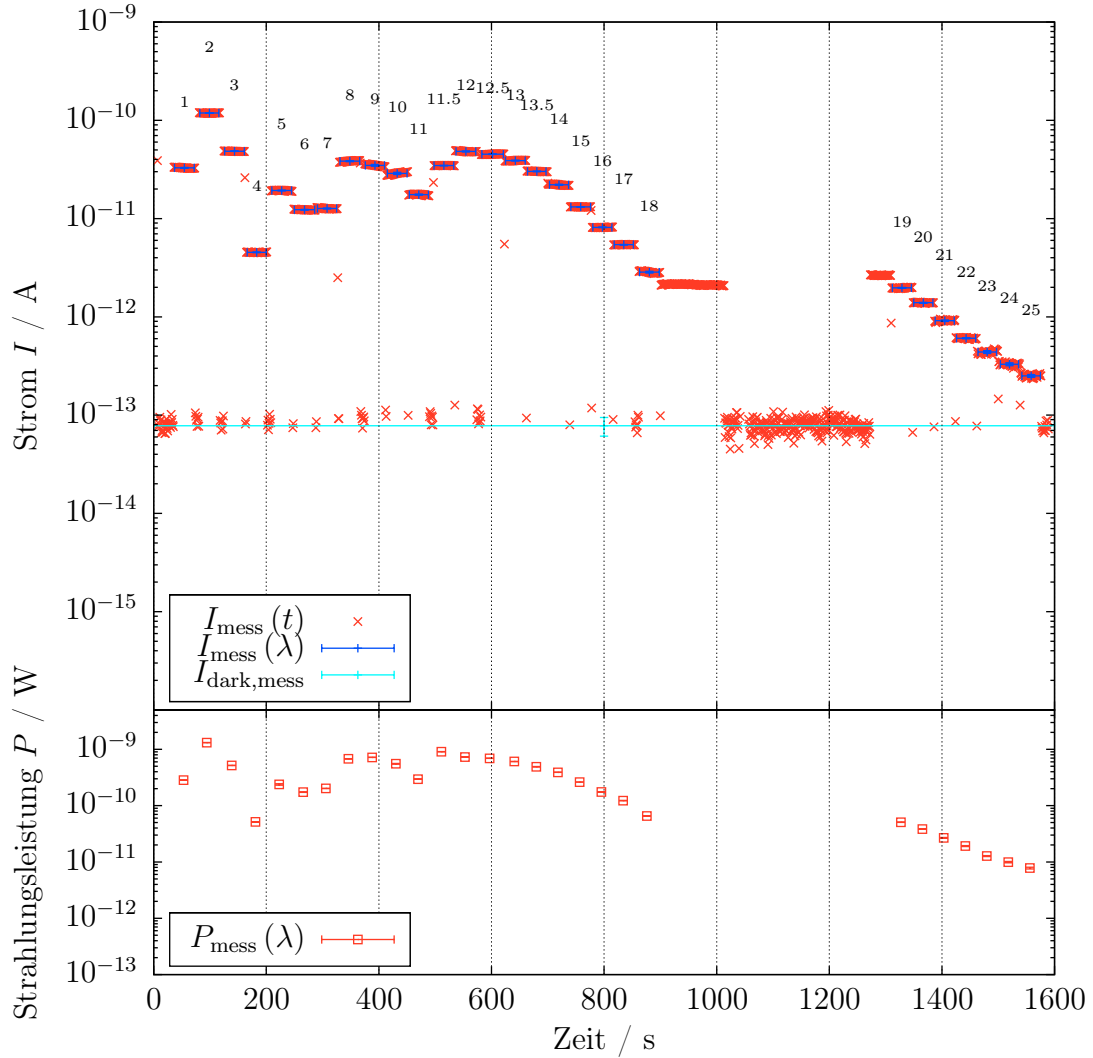


Abbildung C.8.: Messung der $(60\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R. Oben dargestellt ist der Strom der Test-Photodiode über die Zeit $I_{\text{mess}}(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I_{\text{mess}}(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I_{\text{mess}}(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom $I_{\text{dark,mess}}$ aus einem Mittelwert der Messpunkte vor und nach der Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$.

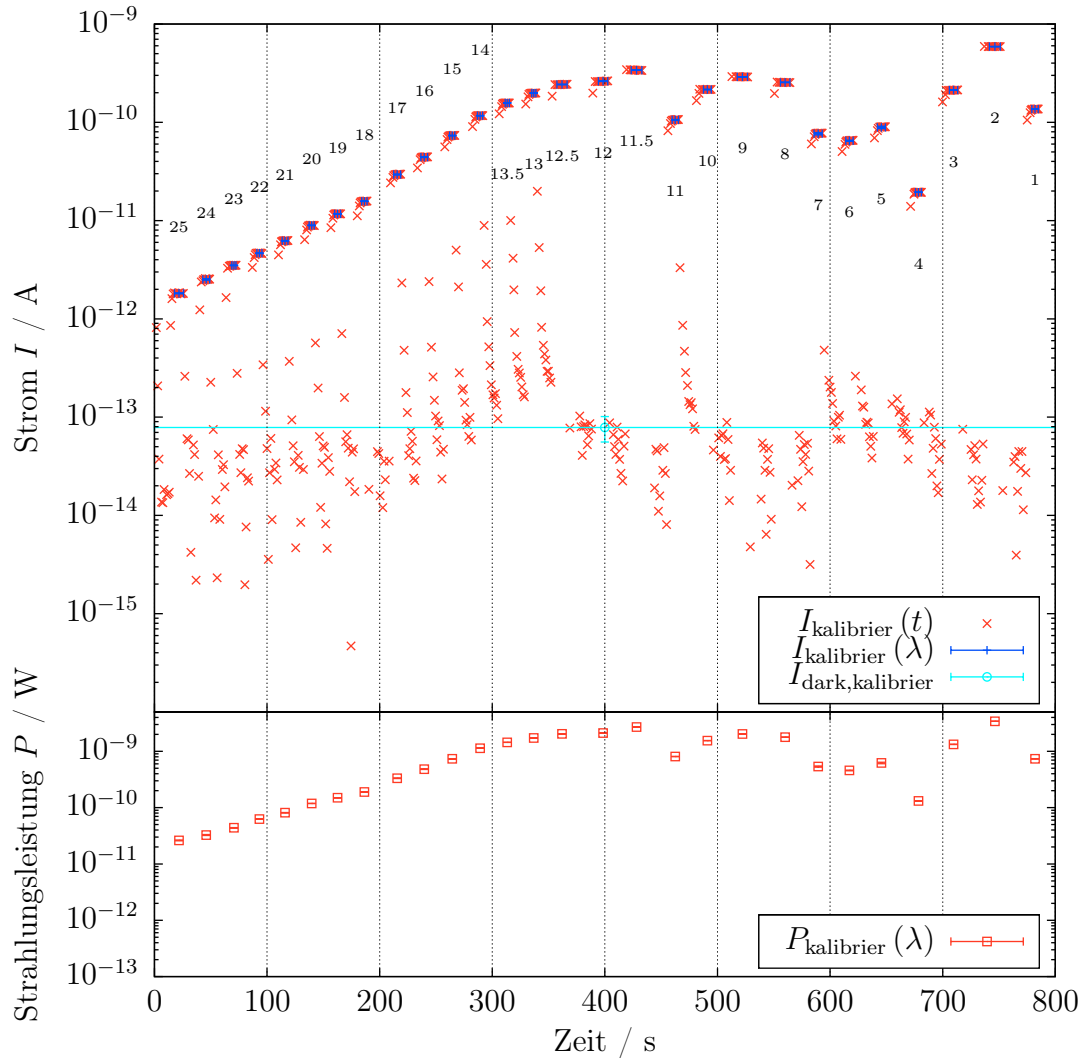


Abbildung C.9.: Kalibriermessung für die $(7\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R. Oben dargestellt ist der Strom der Kalibrier-Photodiode über die Zeit $I(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über bzw. unter den einzelnen Werten von $I(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom der Kalibrier-Photodiode $I_{\text{dark,kalibrier}}$ aus einer gesonderten Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Kalibrierung $P_{\text{kalibrier}}(\lambda)$.

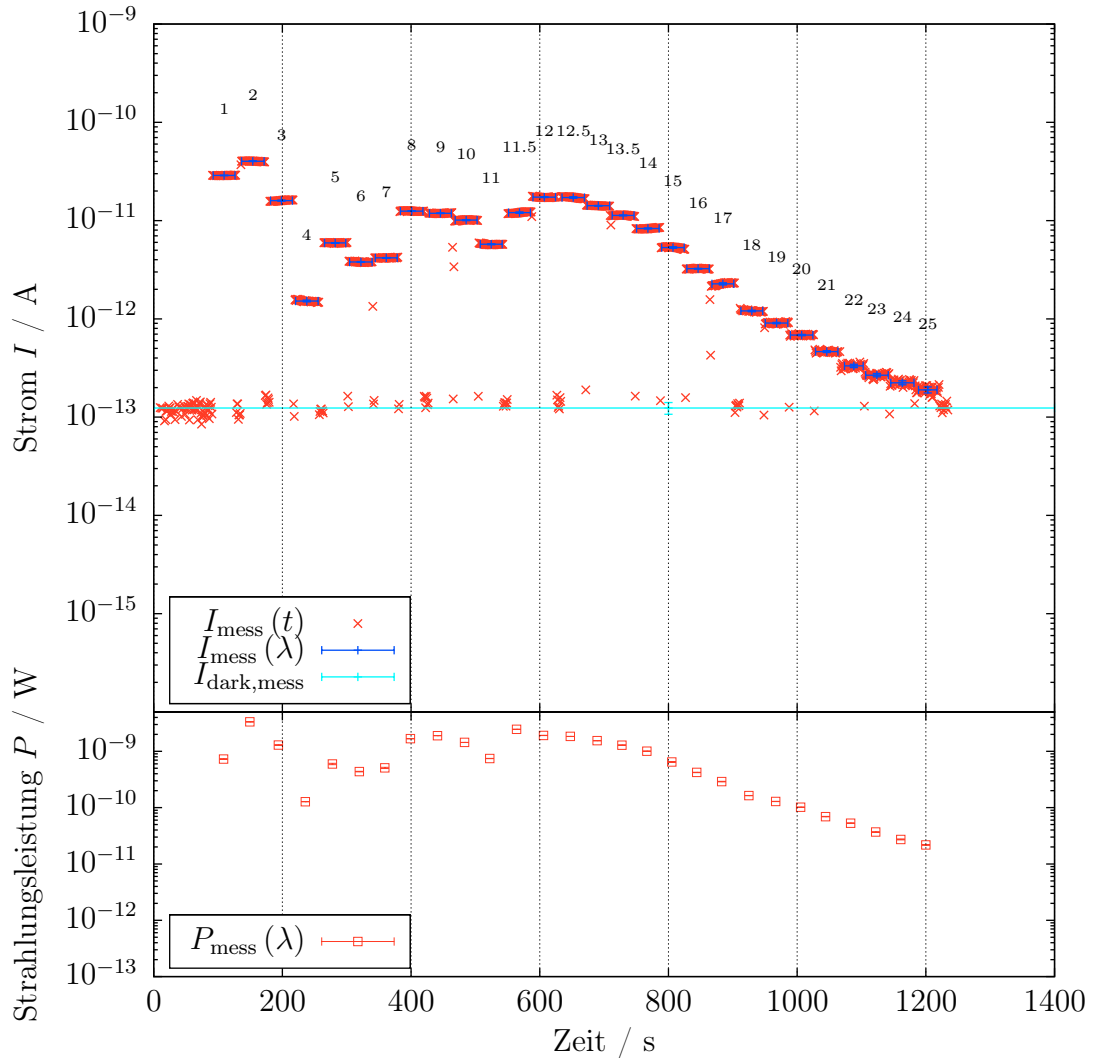


Abbildung C.10.: Messung der $(7\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R. Oben dargestellt ist der Strom der Test-Photodiode über die Zeit $I_{\text{mess}}(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I_{\text{mess}}(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I_{\text{mess}}(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom $I_{\text{dark,mess}}$ aus einem Mittelwert der Messpunkte vor und nach der Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$.

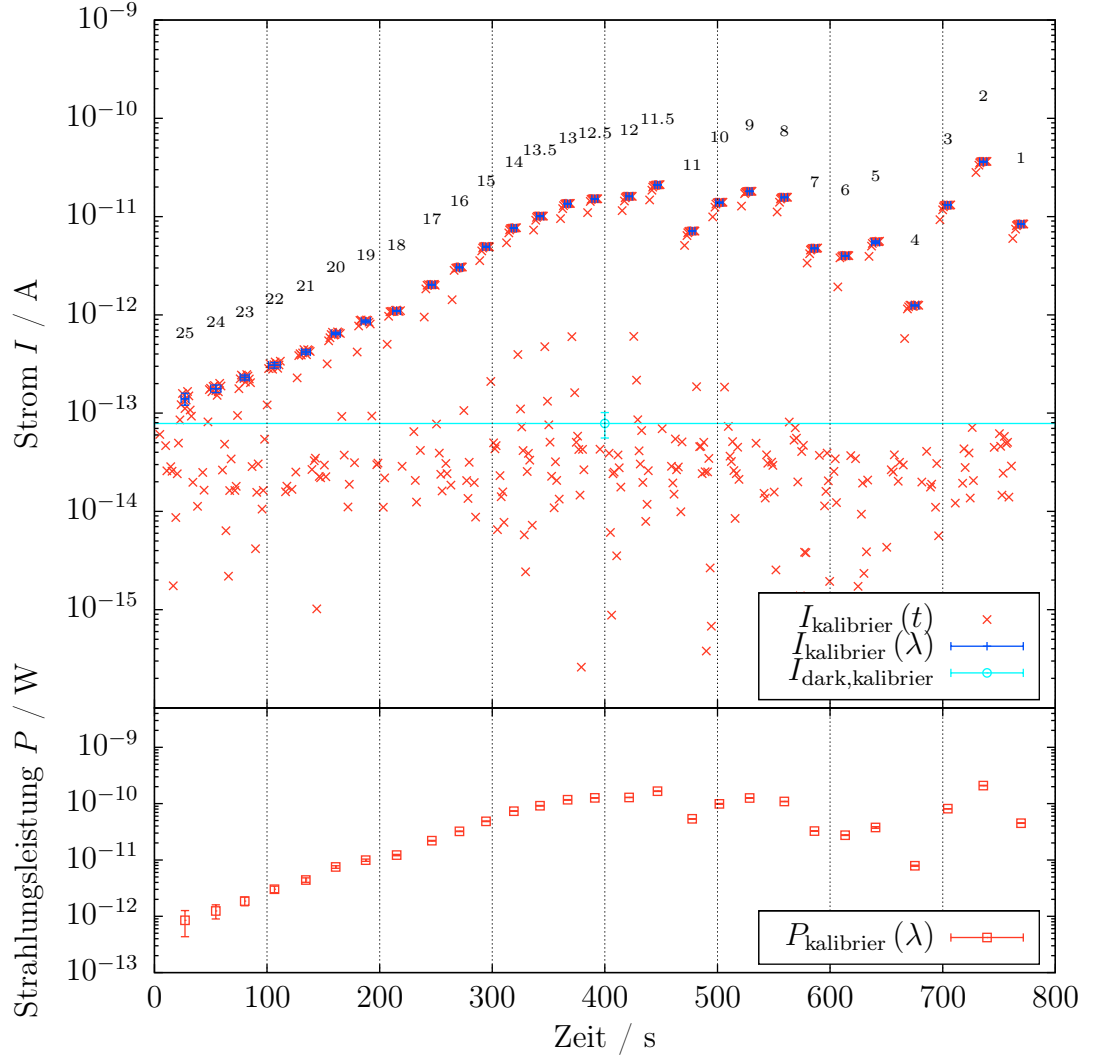


Abbildung C.11.: Kalibriermessung für die $(300\,\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die M. Oben dargestellt ist der Strom der Kalibrier-Photodiode über die Zeit $I(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom der Kalibrier-Photodiode $I_{\text{dark,kalibrier}}$ aus einer gesonderten Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Kalibrierung $P_{\text{kalibrier}}(\lambda)$.

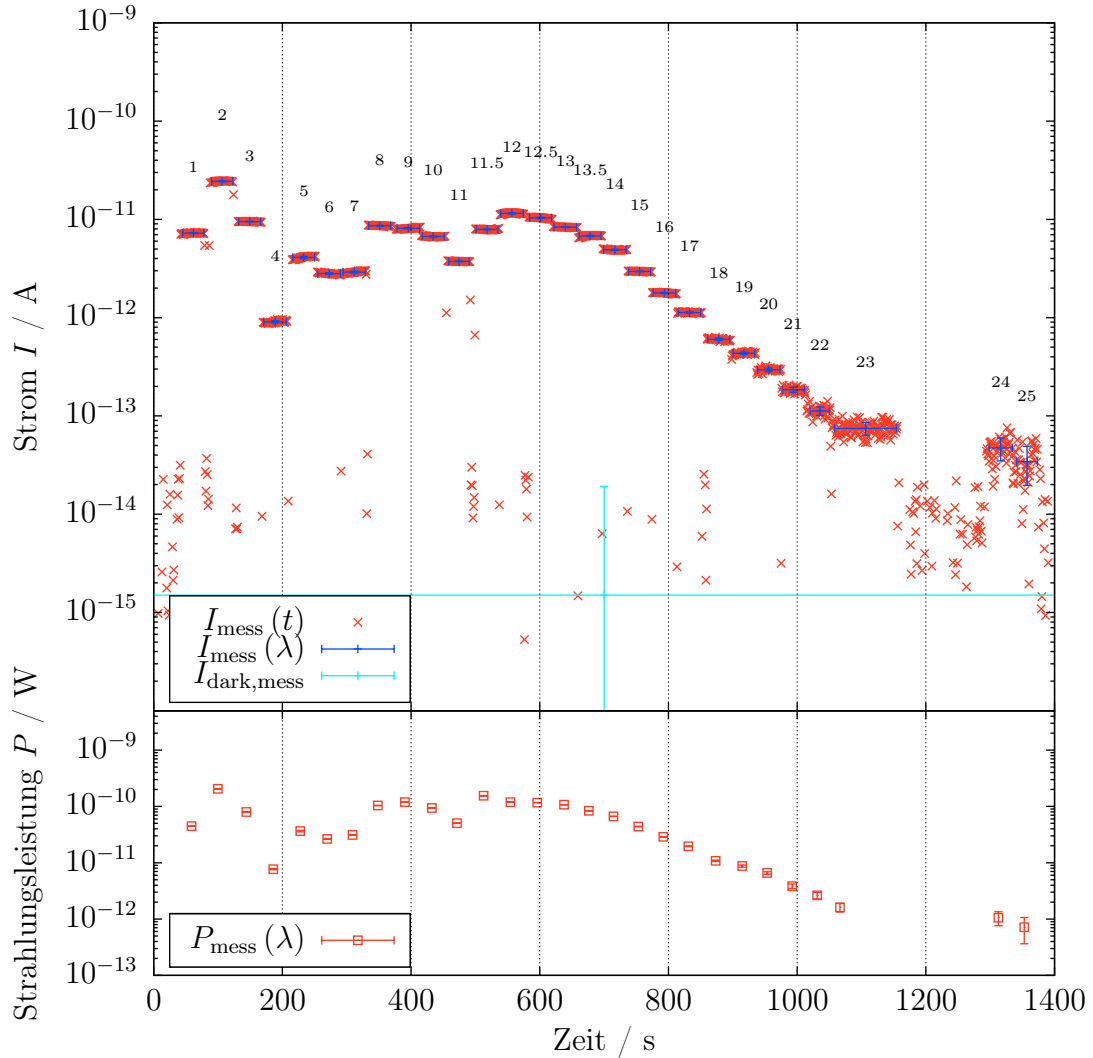


Abbildung C.12.: Messung der $(300\,\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die M. Oben dargestellt ist der Strom der Test-Photodiode über die Zeit $I_{\text{mess}}(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I_{\text{mess}}(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I_{\text{mess}}(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom $I_{\text{dark,mess}}$ aus einem Mittelwert der Messpunkte vor und nach der Messung. Wegen der Berücksichtigung, aber fehlenden Darstellung von negativen Werten sieht der Dunkelstrom leicht verschoben aus. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$.

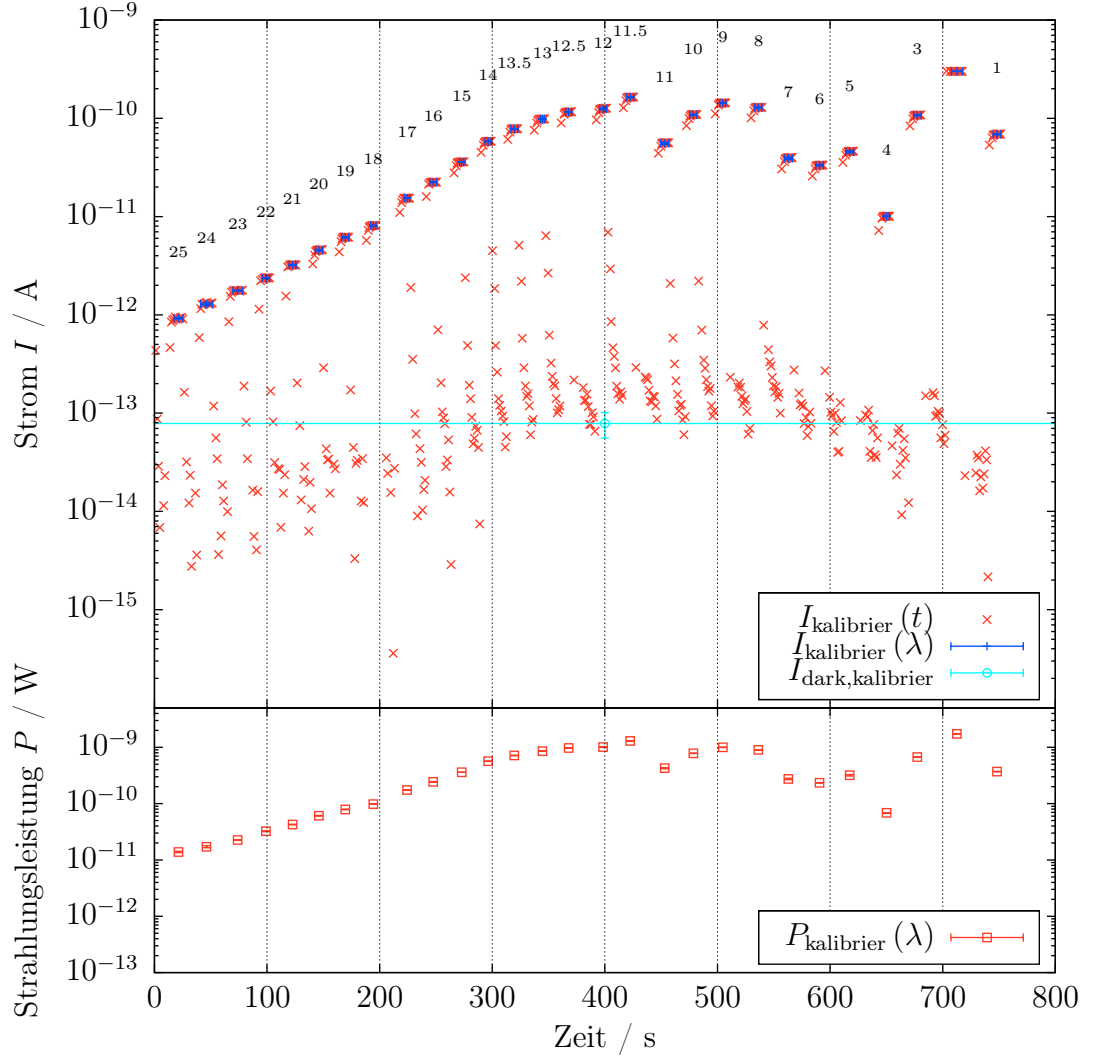


Abbildung C.13.: Kalibriermessung für die $(7\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die M. Oben dargestellt ist der Strom der Kalibrier-Photodiode über die Zeit $I(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom der Kalibrier-Photodiode $I_{\text{dark,kalibrier}}$ aus einer gesonderten Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Kalibrierung $P_{\text{kalibrier}}(\lambda)$.

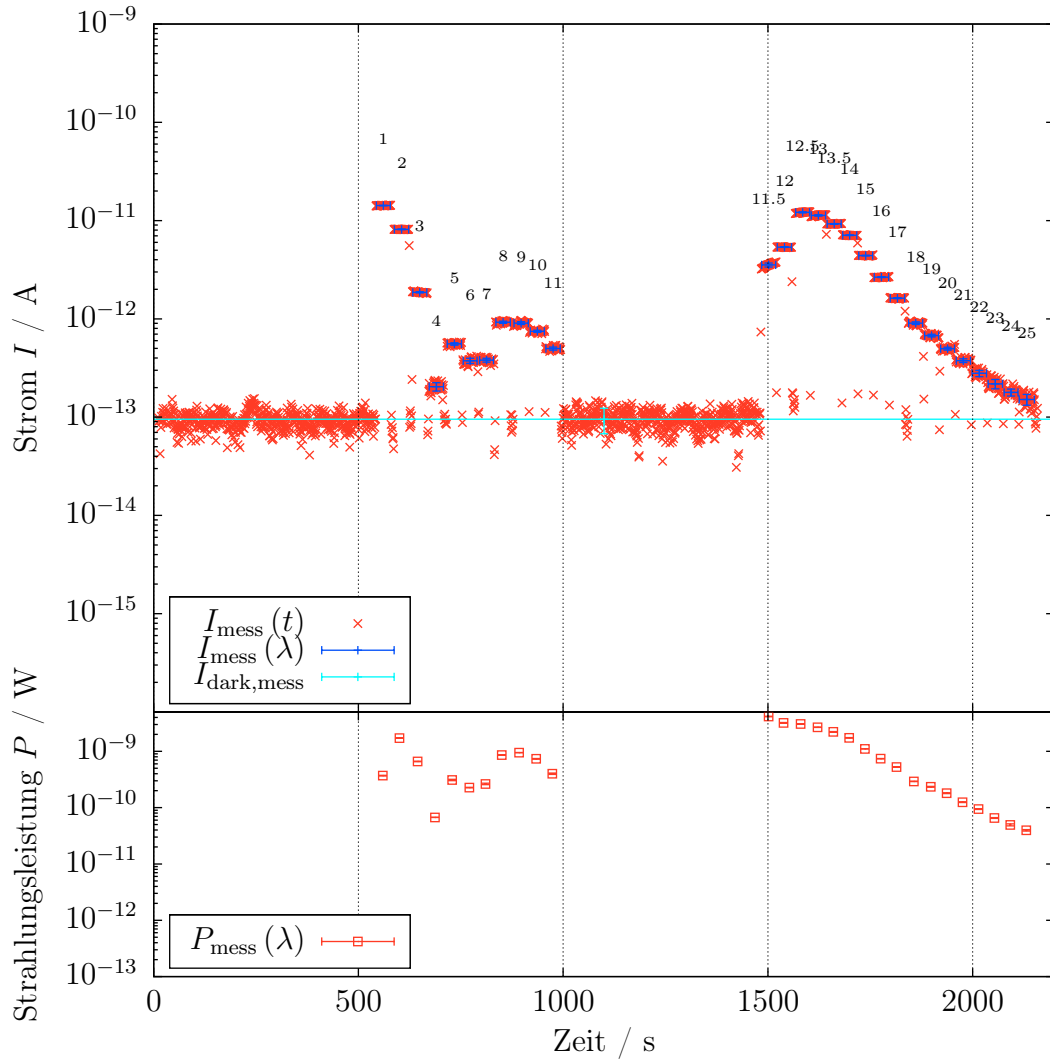


Abbildung C.14.: Messung der $(7\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die M. Oben dargestellt ist der Strom der Test-Photodiode über die Zeit $I_{\text{mess}}(t)$ sowie in Abhängigkeit der Wellenlänge $I_{\text{mess}}(\lambda)$. Dabei geben die horizontalen Fehlerbalken die Grenzen der Mittelwertbildung an. Die Wellenlänge λ/nm ist als Text über den einzelnen Werten von $I_{\text{mess}}(\lambda)$ eingetragen. Zusätzlich dargestellt ist der Dunkelstrom $I_{\text{dark,mess}}$ aus einem Mittelwert der Messpunkte vor und nach der Messung. Unten zu sehen ist die Strahlungsleistung bei der Messung $P_{\text{mess}}(\lambda)$.

ROUTINEN FÜR EINDIMENSIONALE SIMULATIONEN

D.1. Einleitung

In diesem Kapitel werden zunächst die physikalischen Grundlagen zur Beschreibung von optischen Mehrfachschichten erläutert. Diese folgt in weiten Teilen den Ausführungen in [Kni76]. Anschließend werden die darauf aufbauenden Simulationsroutinen und deren Verwendung dargestellt.

D.2. Der Transfer-Matrix-Formalismus

Die Beschreibung von optischen Mehrfachschichten erfolgt durch die wiederholte Anwendung der Randbedingungen für linear polarisierte, ebene Wellen, die auf Grenzschichten zwischen zwei Materialien mit den komplexen Brechungsindizes N und N' treffen.

Eine ebene Welle sei definiert durch deren elektrische Feldstärke \vec{E} und deren magnetische Feldstärke \vec{H} entsprechend:

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 E e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (\text{D.2.1})$$

$$\vec{H}(r, t) = \vec{H}_0 H e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad (\text{D.2.2})$$

wobei \vec{E}_0 bzw. \vec{H}_0 Einheitsvektoren sind, welche die Richtung vorgeben, und E bzw. H die komplexen Amplituden der Welle sind. Die Intensität der Welle wird durch den Betrag des Poynting-Vektors $\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}$ beschrieben, die Ausbreitungsrichtung durch den Wellenvektor \vec{k} , $\omega = 2\pi f$ ist die Kreisfrequenz, $f = \frac{c}{\lambda}$ die Frequenz der Welle.

Die Ausbreitungsrichtung der Wellen sei mit rechtslaufend bezeichnet und mit einem Index R gekennzeichnet, wenn sich die Wellen aus dem linken Halbraum auf die Grenzfläche zubewegen. Wellen, die sich in die entgegengesetzte Richtung ausbreiten, seien mit linkslaufend bezeichnet und durch einen Index L gekennzeichnet.

Betrachtet man nun eine rechtslaufende Welle, so kann deren elektrischer Feldstärkevektor \vec{E} in zwei orthogonale Komponenten zerlegt werden: Den parallel polarisierten Teil, der in der vom Normalenvektor der Grenzfläche und dem Wellenvektor aufgespannten Einfallsebene liegt, und den senkrecht polarisierten Teil, der senkrecht zur Einfallsebene liegt.

Neben dem elektrischen Feldstärkevektor \vec{E}_R wird die einfallende Welle auch durch den magnetischen Feldstärkevektor \vec{H}_R charakterisiert. Nach der Reflektion ergeben sich entsprechende Feldstärkevektoren \vec{E}_L und \vec{H}_L . Die Feldstärkevektoren, die sich nach der Transmission im zweiten Medium ergeben, sind mit einem Strich gekennzeichnet und lauten damit \vec{E}'_R und \vec{H}'_R . Für eine allgemeine Betrachtung muss zusätzlich eine linkslaufende Welle, die aus dem rechten Halbraum auf die Grenzfläche trifft, mit \vec{E}'_L und \vec{H}'_L , berücksichtigt werden. Eine Darstellung der bisher eingeführten Größen findet sich in Abb. D.1.

Die Behandlung von mehreren Schichten erfordert die Einführung eines Index ν für die Grenzflächen. Dabei soll eine aus dem linken Halbraum nach rechts laufende Welle den Schichtstapel bei der Grenzfläche $\nu = 1$ zum ersten Mal treffen, dann k Schichten durchlaufen und bei der Grenzfläche $\nu = k + 1$ in den rechten Halbraum austreten. Die einzelnen Schichten werden durch ihre Dicke d_ν , ihren komplexen Brechungsindex N_ν und den Winkel der rechtslaufenden Welle zum Normalenvektor der Fläche θ_ν charakterisiert. Für den linken Halbraum wird der Index 0 und für den rechten Halbraum $k + 1$ verwendet. Eine Zusammenfassung der beschriebenen Größen findet sich in Abb. D.2.

An einer ladungsfreien Grenzfläche ist die tangentielle Komponente des elektrischen und des magnetischen Feldstärkevektors stetig. Es ergibt sich für deren Amplituden:

$$E_{\text{tan},\nu,R} + E_{\text{tan},\nu,L} = E'_{\text{tan},\nu,R} + E'_{\text{tan},\nu,L} \quad (\text{D.2.3})$$

$$H_{\text{tan},\nu,R} + H_{\text{tan},\nu,L} = H'_{\text{tan},\nu,R} + H'_{\text{tan},\nu,L}. \quad (\text{D.2.4})$$

Für homogene, isotrope und diamagnetische Medien $\mu_r = 1$ ergibt sich folgende Umfor-

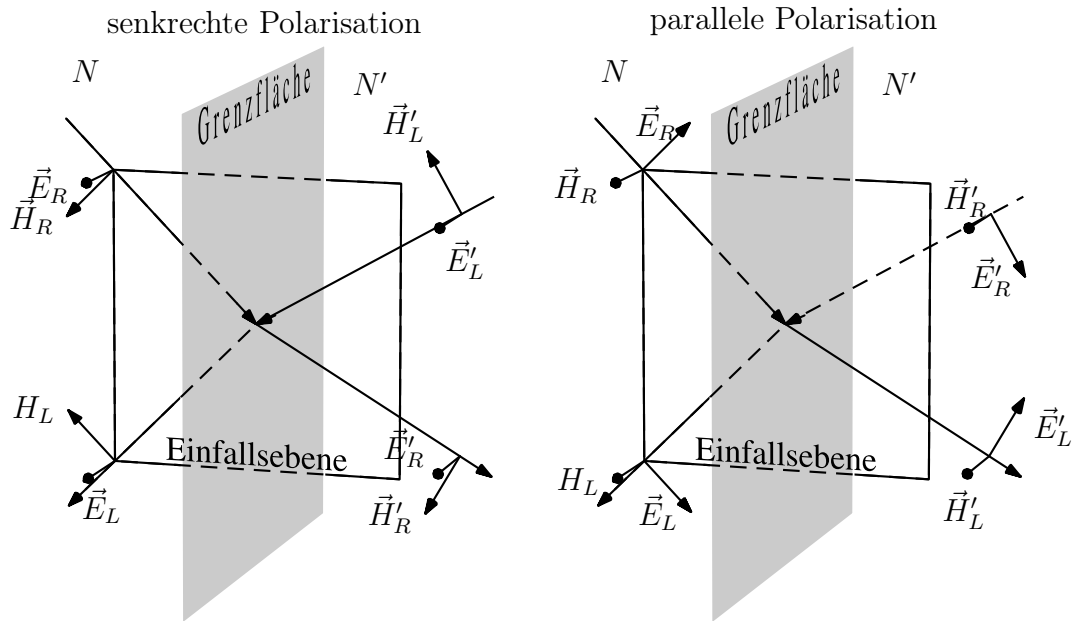


Abbildung D.1.: Bezeichnungen der Wellen. Dargestellt sind die elektrischen Feldstärkevektoren \vec{E} und die magnetischen Feldstärkevektoren \vec{H} in Zusammenhang mit ihrer Ausbreitungsrichtung im Verhältnis zu einer Grenzschicht. Links ist senkrechte Polarisation, rechts ist parallele Polarisation zu sehen.

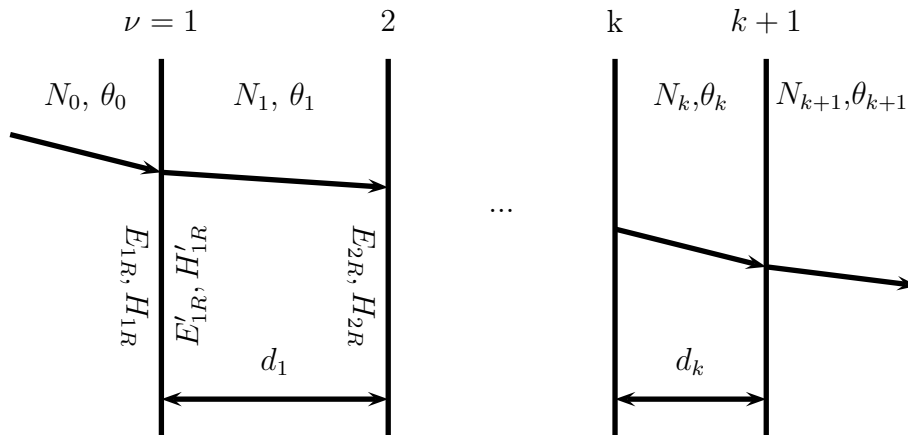


Abbildung D.2.: Bezeichnung von Mehrschichtsystemen. Dargestellt sind die Bezeichnungen der Amplituden der elektrischen Feldstärke E und der magnetischen Feldstärke H in Zusammenhang mit einem Mehrschichtsystem. Der Index $\nu = 1 \dots k+1$ nummeriert dabei die einzelnen Grenzschichten zwischen den Materialien. Der komplexe Brechungsindex ist mit N_ν , der Ausbreitungswinkel der Welle mit θ_ν und die Dicke mit d_ν bezeichnet.

mung für die Amplituden der Felder:

$$\begin{aligned}
 H &= \frac{1}{\mu_0} B & B &= \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} E \\
 H &= \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0}} E & N &= \sqrt{\epsilon_r} \\
 H &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n E.
 \end{aligned} \tag{D.2.5}$$

Die optische Admittanz Y_ν einer Schicht wird definiert als Verhältnis der Amplitude der tangentialen Komponenten von elektrischer und magnetischer Feldstärke für rechtslaufende Wellen und als deren negatives Verhältnis für linkslaufende Wellen. Für senkrechte Polarisation gilt $E_{\text{tan}} = E$, für parallele Polarisation $H_{\text{tan}} = H$. Die jeweils andere tangential Komponente wird durch die geometrische Projektion der Amplitude des Feldstärkevektors auf die Grenzfläche gewonnen. Es ergibt sich:

$$Y_\nu = \frac{H_{\text{tan},\nu,R}}{E_{\text{tan},\nu,R}} = -\frac{H_{\text{tan},\nu,L}}{E_{\text{tan},\nu,L}}, \tag{D.2.6}$$

$$Y_{\nu s} = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} N_\nu \cos(\theta_\nu) \quad \text{s-Polarisation,} \tag{D.2.7}$$

$$Y_{\nu p} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{N_\nu}{\cos(\theta_\nu)} \quad \text{p-Polarisation.} \tag{D.2.8}$$

Berücksichtigt man, dass sich eine rechtslaufende Welle, die auf die Grenzschicht ν trifft, im Medium mit dem Index $\nu - 1$ bewegt, lässt sich Gl. D.2.4 mit Hilfe von Gl. D.2.6 formulieren als:

$$Y_{\nu-1} E_{\text{tan},\nu,R} - Y_{\nu-1} E_{\text{tan},\nu,L} = Y_\nu E'_{\text{tan},\nu,R} - Y_\nu E'_{\text{tan},\nu,L}, \tag{D.2.9}$$

wobei je nach Polarisation Y_s bzw. Y_p zu wählen ist. Außerdem lassen sich das Minuszeichen und der Vorfaktor $\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$ aus den Gl. D.2.7 und D.2.8 beim Einsetzen in D.2.9 vernachlässigen.

Nun soll die Grenzfläche ν isoliert betrachtet werden. Für eine einfallende, rechtslaufende Welle ($E'_L = 0$) ergibt sich aus D.2.3 und D.2.9 die Reflektion bzw. Transmission der Amplituden zu:

$$\frac{E_{\text{tan},\nu,L}}{E_{\text{tan},\nu,R}} = \frac{Y_{\nu-1} - Y_\nu}{Y_{\nu-1} + Y_\nu} \quad \text{Reflektion,} \tag{D.2.10}$$

$$\frac{E'_{\text{tan},\nu,R}}{E_{\text{tan},\nu,R}} = \frac{2Y_{\nu-1}}{Y_{\nu-1} + Y_\nu} \quad \text{Transmission.} \tag{D.2.11}$$

Für senkrecht polarisiertes Licht sind die Amplituden der tangentialen Komponenten der elektrischen Feldstärkevektoren gleich den Amplituden der elektrischen Feldstärkevektoren, und die Gl. D.2.10 und D.2.11 entsprechen den Fresnel-Gleichungen. Für parallel

polarisiertes Licht muss über den Einfallswinkel aus den tangentialen Komponenten zunächst auf die Amplituden zurück gerechnet werden, um die Fresnel-Gleichungen zu erhalten. Mit $E'_{\text{tan},\nu,R} = \cos \theta_\nu E'_{\nu,R}$ und $E_{\text{tan},\nu,R} = \cos \theta_{\nu-1} E_{\nu,R}$ ergibt sich folgender Faktor $c_{i,j}$, der bei der Transmission berücksichtigt werden muss. Da bei der Reflektion der Einfallswinkel gleich dem reflektierten Winkel ist, entfällt diese Unterscheidung bei der Reflektion.

$$c_{i,j} = \begin{cases} 1 & \text{s-Polarisation} \\ \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_j} & \text{p-Polarisation} \end{cases} \quad (\text{D.2.12})$$

Es ergeben sich die Fresnel'schen Reflektions- und Transmissionsfaktoren r und t entsprechend:

$$r_\nu = \frac{Y_{\nu-1} - Y_\nu}{Y_{\nu-1} + Y_\nu} \quad (\text{D.2.13})$$

$$t_\nu = c_{\nu-1,\nu} \frac{2Y_{\nu-1}}{Y_{\nu-1} + Y_\nu}, \quad (\text{D.2.14})$$

wobei die Unterscheidung der Polarisationsrichtungen über die Definition von Y und $c_{\nu-1,\nu}$ geschieht. Bei der Behandlung von mehreren Schichten muss auch E'_L berücksichtigt werden. Dies kann mit Hilfe der Admittanzmatrix W durchgeführt werden. $W_{\nu-1,\nu}$ transformiert die Amplitude der tangentialen Komponenten der elektrischen Feldstärkevektoren von der Seite $\nu - 1$ auf die Seite ν einer Grenzfläche gemäß:

$$\begin{pmatrix} E_{\text{tan},\nu,R} \\ E_{\text{tan},\nu,L} \end{pmatrix} = W_{\nu-1,\nu} \begin{pmatrix} E'_{\text{tan},\nu,R} \\ E'_{\text{tan},\nu,L} \end{pmatrix}^T, \quad (\text{D.2.15})$$

wobei gilt:

$$W_{\nu-1,\nu} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + Y_\nu Y_{\nu-1}^{-1} & 1 - Y_\nu Y_{\nu-1}^{-1} \\ 1 - Y_\nu Y_{\nu-1}^{-1} & 1 + Y_\nu Y_{\nu-1}^{-1} \end{pmatrix} = \frac{c_{\nu-1,\nu}}{t_\nu} \begin{pmatrix} 1 & r_\nu \\ r_\nu & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{D.2.16})$$

Die Feldstärken innerhalb einer Schicht ν an deren Grenzschichten ν und $\nu + 1$ sind nicht unabhängig voneinander, sondern werden durch die Phasenmatrix U verknüpft. U berücksichtigt dabei sowohl die Absorption der Schicht als auch die Phasenänderung:

$$\begin{pmatrix} E'_{\text{tan},\nu,R} \\ E'_{\text{tan},\nu,L} \end{pmatrix} = U_\nu \begin{pmatrix} E_{\text{tan},\nu+1,R} \\ E_{\text{tan},\nu+1,L} \end{pmatrix}^T, \quad (\text{D.2.17})$$

wobei

$$U_\nu = \begin{pmatrix} e^{i\phi_\nu} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_\nu} \end{pmatrix} \quad (\text{D.2.18})$$

mit

$$\phi_\nu = \frac{2\pi}{\lambda} N_\nu d_\nu \cos(\theta_\nu). \quad (\text{D.2.19})$$

Durch die Aneinanderreihung der Matrizen entsprechend dem Schichtstapel lassen sich die Amplituden der tangentialen Komponenten des elektrischen Feldstärkevektors von der linken Seite des Schichtstapels auf die rechte Seite transformieren, was als Systemmatrix S_{ij} bezeichnet wird:

$$\begin{pmatrix} E_{\text{tan},1,R} \\ E_{\text{tan},1,L} \end{pmatrix} = \underbrace{W_{0,1}U_1W_{1,2}U_2 \dots W_{k-1,k}U_kW_{k,k+1}}_{S_{ij}} \begin{pmatrix} E_{\text{tan},k+1,R} \\ E_{\text{tan},k+1,L} \end{pmatrix}^T. \quad (\text{D.2.20})$$

Betrachtet man eine von links einfallende Welle und $E_{\text{tan},k+1,L} = 0$, lassen sich aus den Koeffizienten von S_{ij} unter Berücksichtigung der Polarisation die Reflektions- und Transmissionsfaktoren bestimmen als:

$$r = \frac{S_{21}}{S_{11}} \quad (\text{D.2.21})$$

$$t = c_{0,k+1} \frac{1}{S_{11}}. \quad (\text{D.2.22})$$

Dabei sei darauf hingewiesen, dass die angegebenen Formeln die Mehrfachreflektionen korrekt berücksichtigen. So lassen sich aus einer Reihenentwicklung der hier gewonnenen Reflektions- und Transmissionsfaktoren die in Abschnitt 2.4.2 gefundenen Faktoren (Gl. 2.4.12 und 2.4.16) berechnen (siehe [Kni76], Seite 47-48).

D.3. Die Simulationsroutinen

Die Implementierung des oben dargestellten Formalismus zur Berechnung der Transmission durch mehrere Schichten wurde im Rahmen von C++ Klassen und Methoden in handhabbare Routinen überführt. Da die entsprechenden Routinen im Rahmen einer GPL (engl. GNU General Public License) veröffentlicht werden sollen, wird hier kurz auf deren Aufbau und Zusammenhänge eingegangen. Die einzelnen Klassen und Methoden lassen sich dabei in einfache Hilfsklassen und -methoden und zentrale Klassen aufteilen.

Die Hilfsklassen beschreiben z. B. komplexe Zahlen (Complex.h), Matrizen (Matrix.h), Datensätze (Datensatz.h), Spalten und Zeilen eines Datensatzes (Spalte.h, Zeile.h) oder Dateisuchvorgänge (ClassDOList.h). Eine Sonderrolle kommt dabei der Klasse Parameter (Parameter.h) zu, die nichts weiter als die Kombination aus einem Namen, einem Wert, einer Unsicherheit und einer Maßeinheit ist. Da sich ein double implizit in einen Parameter umwandeln lässt, werden von den meisten Methoden direkt Parameter als Eingangsgrößen erwartet.

Die Hilfsmethoden beschreiben z. B. Zahl- und String-Konvertierungen. Hilfsmethoden finden sich in Dateien, die mit „Funktion“ beginnen. Zusätzlich werden in der Datei Parameter_konstanten.h die Werte von verschiedenen physikalischen Parametern bereitgestellt.

Die Übersetzung des oben dargestellten Transfer-Matrix-Formalismus nach C++ geschieht mit einzelnen Klassen für die Phasen-, Admittanz- und Systemmatrix (Datei FilmMatrizen.h). Die Klasse SystemMatrix stellt dabei auch die Methoden zur Berechnung der Reflektions- und Transmissionsfaktoren bereit. Die für die Berechnung weiterhin wichtigen Eigenschaften der einzelnen Schichten, wie Material und Schichtdicke, werden in der Klasse Schicht (Schicht.h) zusammengefasst. Um das Einlesen von Datensätzen, welche die material- und wellenlängenabhängigen Brechungsindizes beinhalten, sowie deren Bereitstellung kümmert sich die Klasse Material (Material.h).

Zentrale Struktur für die Berechnung von Reflexion, Transmission und Absorption von einem Schichtstapel ist die Klasse Schichtstapel (Schichtstapel.h). Diese kombiniert einen vector aus Schichten (SchichtArray) mit einer Methode zur Berechnung der genannten Parameter (calculate). Zur Berechnung greift diese Methode auf die entsprechenden Faktoren der Systemmatrix zu. Obwohl es sich bei der letzten Schicht (Index $k+1$) um einen Halbraum handelt, kann dieser eine Schichtdicke zugewiesen werden. Dadurch kann die Methode calculate die Quanteneffizienz einer Photodiode berechnen, indem die in dieser Dicke absorbierte Intensität berechnet wird (siehe interne Quanteneffizienz, Gl. 2.10.1).

Den Schichten kann außerdem eine Unsicherheit der Schichtdicke zugewiesen werden. Über die Methode calculateMinMax können die maximale und minimale Reflexion, Transmission, Absorption und Quanteneffizienz berechnet werden. Dazu werden die Parameter ausgehend von der zentralen Schichtdicke in beliebig vielen Schritten bis zur angegebenen Unsicherheit berechnet und die maximalen und minimalen Werte zurückgegeben. Die Genauigkeit und Rechenzeit dieser Methode hängt entscheidend von der Anzahl der simulierten Schichtdicken ab. Mehrere Schichten mit Unsicherheiten werden durch eine rekursive Abarbeitung des Schichtstapels behandelt, was die Rechenzeit exponentiell ansteigen lässt. Die Methode calculateMinMax liefert dabei eine Spalte sämtlicher Zwischenwerte zur weiteren Verarbeitung zurück. Werden nur Minimum und Maximum benötigt, können die Methoden calculateQEMinMax und entsprechende verwendet werden.

Zur Simulation mehrerer Schichtstapel, die zusammen das Back-End-of-Line eines optischen Bauelements mit mehreren optischen Weglängen repräsentieren, wurde die Klasse Multischichtstapel (Multischichtstapel.h) geschaffen. Auf diese Weise können die Simulationsroutinen auf einfache zweidimensionale Probleme erweitert werden. Die Klasse Multischichtstapel beinhaltet einen vector aus Schichtstapeln, die zusätzlich jeweils einen Wert Wichtung erhalten. Außerdem beinhaltet sie einen vector aus Multischichten (MultiSchicht.h). Diese entsprechen den Schichten, definieren zusätzlich zu Schichtdicken und Materialien jedoch einen Typ, der angibt, wie aus der Multischicht verschiedene einzelne Schichten werden. Als Multischichttypen sind derzeit gauß- und stufenförmige Profile enthalten. Diese sind für die Berücksichtigung von Oberflächenrauigkeiten und die Stufenätzung gedacht. Auch Schichten mit einem linearen Übergang des Brechungsindex zur Simulation des Mottenaufgeneffekts (siehe Abschnitt 2.4.1) können mit den beschriebenen Methoden kombiniert werden, wobei der lineare Übergang durch eine frei konfigurierbare Anzahl aus diskreten Zwischenschichten berücksichtigt wird.

Durch die Methode `ResolveSchichten` werden entsprechend den Multischichten so viele Schichtstapel mit entsprechenden Schichten erzeugt wie nötig. Dabei erhalten die Schichtstapel auch den Wert von `Wichtung` zugewiesen. Letztlich können die Transmissions-, Reflektions- und Absorptionskoeffizienten des Multischichtstapels wiederum durch den Aufruf der Methode `calculate` erhalten werden. Im Falle des Multischichtstapels ruft diese Methode die Methode `calculate` der einzelnen Schichtstapel auf, die einen mit `Wichtung` multiplizierten Wert zurückliefern, der von der Methode `calculate` aus dem Multischichtstapel aufsummiert und zurückgegeben wird. Die Zusammenhänge der einzelnen Klassen und Methoden sind in Abb. D.3 dargestellt.

Die Möglichkeit, minimale und maximale Reflektion, Transmission, Absorption und Quanteneffizienz in Abhängigkeit von Unsicherheiten der Schichtdicke zu simulieren, wurde in die Methode `calculateMinMax` des Multischichtstapels übertragen.

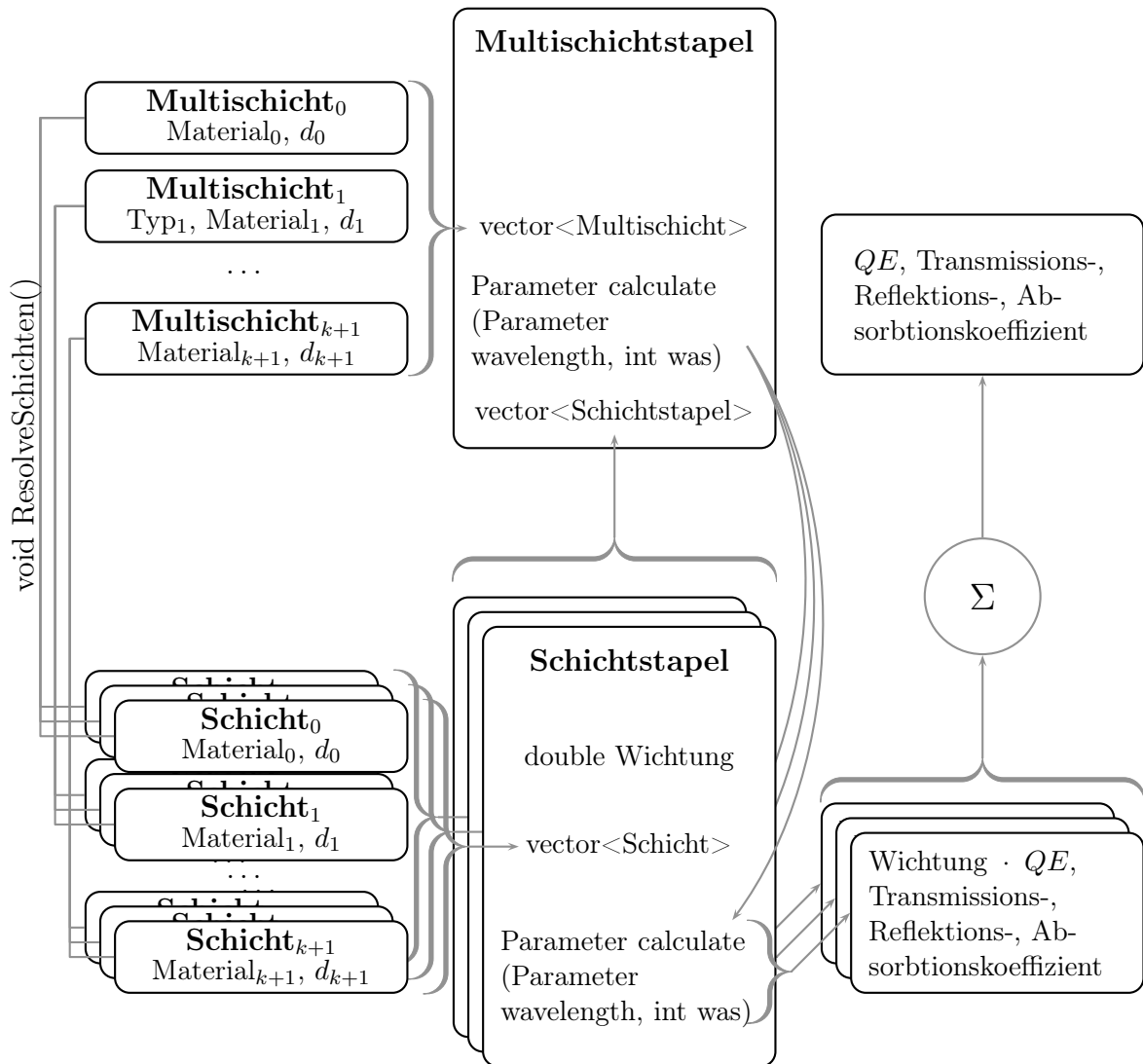


Abbildung D.3.: Struktur der Simulationsroutinen. Dargestellt sind die Klassen und Methoden, die von den eindimensionalen Simulationsroutinen verwendet werden. Die Klasse Schichtstapel ist dabei für die Berechnung von einem einzigen Schichtstapel zuständig und kann unabhängig von der Klasse Multischichtstapel verwendet werden. In diesem Fall ist Wichtung=1. Eine ausführliche Beschreibung der gezeigten Struktur findet sich im Text (Abschnitt D.3). Der Typ der Multischichten mit dem Index 0 und $k + 1$ ist festgelegt und kann nicht frei bestimmt werden.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1. Spektrale Empfindlichkeit kommerzieller CMOS-Spektroskopiesensoren .	7
1.2. XUV-Empfindlichkeit (kommerzieller) Sensoren	8
1.3. Schematische Darstellung eines optischen Bauelements	11
1.4. Schematischer Aufbau eines Bildsensors	13
1.5. REM-Querschnitt eines Pixels	14
2.1. Elektromagnetische Welle	19
2.2. Ausschnitt aus dem elektromagnetischen Spektrum	20
2.3. Elektromagnetische Welle an Grenzfläche	22
2.4. Reflexion an Grenzfläche	24
2.5. Reflektionskoeffizient	25
2.6. Größen bei Dünnschichtinterferenz	26
2.7. Beispiel Dünnschichtinterferenz bei einer Schicht	31
2.8. Beispiel Dünnschichtinterferenz bei zwei Schichten	32
2.9. Bandstruktur von Silizium	35
2.10. Absorption von Strahlung in verschiedenen Materialien	37
2.11. Absorption von Strahlung in Gasen	39
2.12. Bändermodell pn-Übergang	45
2.13. HV-n-Wannen-Photodiode	46
2.14. Interne Quanteneffizienz	48
2.15. Empfindlichkeit einer Photodiode	49
2.16. Einfluss der spektralen Breite auf die Empfindlichkeit einer Photodiode .	51
3.1. Bandlücke amorphes Siliziumnitrid	55
3.2. Zustandsdichte von Siliziumnitrid	56
3.3. Offene Bindungen in Si_3N_4	57
3.4. Extinktionskoeffizient UV-transparente Passivierung	59
3.5. Transmission durch Passivierung	60
3.6. Transmission durch freischwebende Membran der UV-transparenten Pas- sivierung	60
3.7. Empfindlichkeit von Photodioden mit UV-transparenter Passivierung . .	61

3.8. Kantenbedeckung UV-transparente Passivierung	64
3.9. Dichtigkeitstest an Passivierungen	66
3.10. Schwellspannung von nMOS-Transistoren	67
3.11. Photodioden-Dunkelstrom	67
3.12. UV-Transparenz nach HAST-Lagerung	69
3.13. UV-Transparenz nach UV-Bestrahlung	69
4.1. Übersicht über untersuchte optische Stapel bei der Stufenätzung	73
4.2. Quanteneffizienz von Photodioden mit einer einzelnen SiO ₂ -Schichtdicke .	75
4.3. Schichtdickenabhängigkeit der Quanteneffizienz einer Photodiode mit konstanten Schichtdicken ($\lambda = 756 \text{ nm}$)	76
4.4. Häufigkeitsverteilung von Schichtdickenkombinationen	78
4.5. Zusammenfassung der Empfindlichkeit einer Photodiode mit einzelner SiO ₂ - und Siliziumnitrid-Schichtdicke	79
4.6. Schichtdickenabhängigkeit der Quanteneffizienz für Photodiode mit zwei SiO ₂ -Dicken ($\lambda = 756 \text{ nm}$)	82
4.7. Quanteneffizienz von Photodioden mit zwei SiO ₂ -Schichtdicken, $\delta_{\text{SiO}_2} = 130 \text{ nm}$	83
4.8. Quanteneffizienz von Photodioden mit zwei SiO ₂ -Schichtdicken, $\delta_{\text{SiO}_2} = 65 \text{ nm}$	83
4.9. Quanteneffizienz von Photodioden mit zwei Siliziumnitrid-Stufen	85
4.10. Quanteneffizienz von Photodioden mit vier Stufen	86
4.11. Vergleich von ΔQE für verschiedene Stufenätzungen	88
4.12. Vergleich von \overline{QE} für verschiedene Stufenätzungen	89
4.13. Abhängigkeit ΔQE von δ_{SiO_2}	91
4.14. Schematische Darstellung von optischen Bauelementen mit Stufen durch LOCOS-Prozess	94
4.15. Testfeld zur Stufenätzung	94
4.16. Vergleich von Simulation und Messung (Testfeld zur Stufenätzung) . . .	96
4.17. Vergleich von Messungen verschiedener Dies auf dem Testfeld zur Stufenätzung	97
4.18. Dunkelstrom von Photodioden mit verschiedenen Strukturen	99
4.19. Schematische Darstellung von optischem Bauelement mit Stufe bei schrägem Lichteinfall	102
4.20. Simulation von ΔQE und \overline{QE} von Photodioden bei schrägem Lichteinfall	105
5.1. Prozessschema der Oxidstapelätzung Variante 1	113
5.2. Prozessschema der Oxidstapelätzung Variante 2	115
5.3. Design-Rules für die Oxidstapelätzung	117
5.4. Testfeld zur Oxidstapelätzung	119
5.5. REM-Aufnahmen Oxidstapelätzung	119
5.6. Quanteneffizienz für Oxidstapelätzung Variante 1 (eindim.)	122
5.7. Quanteneffizienz für Oxidstapelätzung Variante 2 (eindim.)	123
5.8. ΔQE und \overline{QE} bei Oxidstapelätzung	124

5.9. Simulation der Quanteneffizienz einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 für den XUV-Bereich	126
5.10. Messung der Quanteneffizienz einer Photodiode entsprechend der Oxidstapelätzung Variante 2 für den XUV-Bereich	126
5.11. Schema der zweidimensionalen Simulation	128
5.12. Ergebnis der Dios-Simulation	129
5.13. Geometrie der zweidimensionalen Simulation	130
5.14. Verteilung der elektrischen Feldstärke bei zweidimensionaler Simulation	132
5.15. Zweidimensionale Simulation der Transmission für senkrechten Einfall	134
5.16. Zweidimensionale Simulation der Transmission für schrägen Einfall	135
5.17. Zweidimensionale Simulation der Quanteneffizienz für verschiedene Strukturen bei $\theta_0 = 0^\circ$	137
5.18. Zweidimensionale Simulation der Quanteneffizienz für verschiedene Strukturen bei $\theta_0 = 20^\circ$	138
6.1. Untersuchte Strukturen bei Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe	142
6.2. Quanteneffizienz bei Kombination Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe in der Passivierung	143
6.3. Quanteneffizienz bei Kombination Oxidstapelätzung Variante 1 mit Stufe im Siliziumoxid	144
6.4. Struktur bei Oxidstapelätzung Variante 1 mit planarisierter Passivierung	145
6.5. Quanteneffizienz bei Kombination von Oxidstapelätzung mit planarisierter Passivierung	146
A.1. Brechungsindex Silizium	152
A.2. Brechungsindex Siliziumoxid	153
A.3. Brechungsindex Siliziumnitrid	154
A.4. Absorptionskoeffizient Sauerstoff	155
A.5. Absorptionskoeffizient Ozon	155
A.6. Absorptionskoeffizient Wasserdampf	156
A.7. Absorptionskoeffizient Stickstoff	156
B.1. UV-QE-Messsystem	159
B.2. Vis-NIR-QE-Messsystem	161
B.3. Vergleich von simulierter und gemessener Quanteneffizienz	164
B.4. Messung der spektralen Breite	165
C.1. $(60\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden-Matrix und Strahldurchmesser	169
C.2. Füllfaktor für $(60\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden	169
C.3. $(7\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden-Matrix und Strahldurchmesser	170
C.4. Füllfaktor für $(7\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden	170
C.5. Kalibriermessung für die $(300\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die R	171
C.6. Messung der $(300\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die R	172
C.7. Kalibriermessung für die $(60\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die R	173
C.8. Messung der $(60\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R	174
C.9. Kalibriermessung für die $(7\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R	175

C.10. Messung der $(7\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die R	176
C.11. Kalibriermessung für die $(300\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die M	177
C.12. Messung der $(300\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die M	178
C.13. Kalibriermessung für die $(7\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodioden aus Die M	179
C.14. Messung der $(7\text{ }\mu\text{m})^2$ -Photodiode aus Die M	180
D.1. Bezeichnung der Wellen	183
D.2. Bezeichnung von Mehrfachschichten	183
D.3. Struktur der Simulationsroutinen	189

TABELLENVERZEICHNIS

2.1. Spektralbereiche	19
2.2. Zustände und Übergänge in Silizium	35
3.1. Bindungsverhältnisse und Wasserstoffanteil von Passivierungen	62
4.1. Übersicht ΔQE für verschiedene Wellenlängenbereiche	87
4.2. Dunkelstrom von verschiedenen Strukturen	99
4.3. Übersicht über ΔQE für verschiedene Wellenlängenbereiche bei schrägem Einfallswinkel	106
5.1. Vergleich der prozessbedingten Schwankungen der Quanteneffizienz bei der Oxidstapelätzung	121
5.2. Optisches Übersprechen bei Oxidstapelätzung	133
5.3. Relative Zunahme des Übersprechens	139

BEGRIFFSVERZEICHNIS

ADC	analog digital converter
APS	active pixel sensor
BOE	buffered oxide etch
BSI	back side illumination
CCD	charge coupled device
CDS	correlated double sampling
CMOS	complementary metal oxide semiconductor
CMP	chemical mechanical polishing
DOSE	Oxidstapelätzung (engl. deep optical stack etching)
DOSE V1	Oxidstapelätzung (engl. deep optical stack etching) Variante 1
DOSE V2	Oxidstapelätzung (engl. deep optical stack etching) Variante 2
EMW	electromagnetic wave solver
EUV	extremes Ultraviolett ($\lambda = 13,5 \text{ nm}$)
FDTD	finite difference time domain
FSI	front side illumination
FIB	focused ion beam
IR	infrarot
ISO	International Organization for Standardization
LOCOS	local oxidation of silicon
LPCVD	low pressure chemical vapor deposiion
PECVD	plasma enhanced chemical vapot deposition

PRNU	pixel response non uniformity
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
RIE	reactive ion etching
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
SDevice	Sentaurus Device
SSE	Sentaurus Structure Editor
TCAD	Technology Computer-Aided Design
TED	Tensor Grid Editor
TS	technische Spezifikation
UV	ultraviolett
XUV	extremes Ultraviolett
A	Fläche in m^2
α	Absorptionskoeffizient in m^{-1}
B	Amplitude der magnetischen Flussdichte
\vec{B}	magnetische Flussdichte
$c = 299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Lichtgeschwindigkeit
C	relative Zunahme des Übersprechens von Photodioden
d	Dicke einer Schicht in m
d_{aktiv}	photoaktive Tiefe in m
D	Diffusionskoeffizient in $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
Δl	Ortsunterschied in m
δ_S	Schichtdickenunterschied zwischen zwei Stufen der Schicht S , wobei die dickste Stufe einen Wert von d_S hat und die folgenden Stufen um jeweils δ_S dünner sind
ΔQE	Verhältnis aus maximal und minimal möglicher Quanteneffizienz
$e = (1,602176487 \pm 0,000000040) \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
E	Amplitude der elektrischen Feldstärke
\vec{E}	elektrischer Feldstärkevektor
E_t	Energie eines Zustandes in der Bandlücke in eV
E_C	Energie der Unterkante des Leitungsbandes in eV
E_F	Fermi-Energie in eV

E_V	Energie der Oberkante des Valenzbandes in eV
E_{gen}	mittlere Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nötig ist in eV
E_γ	Energie eines Photons in eV
$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} = 8,854 \dots \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$	Permittivität des Vakuums
ϵ_r	relative Permittivität
η	pro absorbiertem Photon erzeugte Elektron-Loch-Paare
f	Frequenz in Hz
F	Füllfaktor
G	Generationsrate in $\frac{1}{\text{m}^3 \text{s}}$
h	Abstand einer Schicht von einer anderen Schicht in m
$h = 6,62606957(29) \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	Planck'sches Wirkungsquantum
$\hbar k$	Quasiimpuls
H	Häufigkeitsverteilung von Schichtdicken
H	Amplitude der magnetischen Feldstärke
\vec{H}	magnetische Feldstärke
iQE	interne Quanteneffizienz, dimensionslos
I	Strom
I_{photo}	Photostrom
I_{dark}	Dunkelstrom in A
J	Stromdichte in A/m^2
k	Extinktionskoeffizient
\vec{k}	Wellenvektor
λ	Wellenlänge in m
m_S	Anzahl der Stufen in der Schicht S
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} = 12,566 \dots \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$	magnetische Feldkonstante
μ_r	relative Permeabilität
μ_n, μ_p	Beweglichkeit von Elektronen und Löchern in $\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$
μ_S	mittlere Schichtdicke der Schicht S
n	Realteil des Brechungsindex
\vec{n}	Normalenvektor einer Ebene

n, p	Konzentration von Elektronen und Löchern in m^{-3}
n_i	intrinsische Ladungsträgerkonzentration in m^{-3}
N	komplexer Brechungsindex
N_A, N_D	Akzeptor- bzw. Donatorkonzentration in m^{-3}
ω	Kreisfrequenz
P	Druck in Pa
P	Strahlungsleistung in W
\vec{P}	Poynting-Vektor
ϕ	Phasenwinkel
Φ	Intensität von Strahlung in W/m^2
QE	Quanteneffizienz, dimensionslos
\overline{QE}	durchschnittliche Quanteneffizienz unter Berücksichtigung einer Häufigkeitsverteilung H der Schichtdicken
r	Reflektionsfaktor
\vec{r}	Ortsvektor
R	Reflektionskoeffizient
$R = (8,3144621 \pm 0,0000075) \frac{\text{J}}{\text{molK}}$	universelle Gaskonstante
ρ	Ladungsdichte in $\frac{\text{C}}{\text{m}^3}$
S	Empfindlichkeit in A/W
S_{ij}	Systemmatrix
σ_n, σ_p	Wirkungsquerschnitte für den Einfang von Elektronen bzw. Löchern in m^2
σ_S	Standardabweichung der Schichtdicke der Schicht S
t	Transmissionsfaktor
t	Zeit in s
T	Transmissionskoeffizient
T	Temperatur in K
θ	Winkel zwischen \vec{n} und \vec{k}
U	Spannung in V
U	Rekombinationsrate in $\frac{1}{\text{m}^3\text{s}}$
U_ν	Phasenmatrix

V Volumen

W Volumenanteil

$W_{\nu-1,\nu}$ Admittanzmatrix

x, y, z kartesische Koordinaten

Y optische Admittanz in A/V

Z_n, Z_p Breite der Raumladungszone vom pn-Übergang in Richtung des n- bzw.
p-dotierten Gebiets

Z_{RLZ} Breite der Raumladungszone

LITERATURVERZEICHNIS

- [AA04] AY, F ; AYDINLI, A: Comparative investigation of hydrogen bonding in silicon based PECVD grown dielectrics for optical waveguides. In: *Optical Materials* 26 (2004), Nr. 1, 33 - 46. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optmat.2003.12.004>. – DOI 10.1016/j.optmat.2003.12.004. – ISSN 0925–3467
- [ABS80] ALIG, R. C. ; BLOOM, S. ; STRUCK, C. W.: Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors. In: *Phys. Rev. B* 22 (1980), Dec, 5565–5582. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.22.5565>. – DOI 10.1103/PhysRevB.22.5565
- [ASGH03] ALTERMATT, Pietro P. ; SCHENK, Andreas ; GEELHAAR, Frank ; HEISER, Gernot: Reassessment of the intrinsic carrier density in crystalline silicon in view of band-gap narrowing. In: *Journal of Applied Physics* 93 (2003), Nr. 3, 1598-1604. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1529297>. – DOI 10.1063/1.1529297
- [BBB⁺05] BOOTH, M. ; BRISCO, O. ; BRUNTON, A. ; CASHMORE, J. ; ELBOURN, P. ; ELLINER, G. ; GOWER, M. ; GREUTERS, J. ; GRUNEWALD, P. ; GUTIERREZ, R. ; HILL, T. ; HIRSCH, J. ; KLING, L. ; MCENTEE, N. ; MUNDAIR, S. ; RICHARDS, P. ; TRUFFERT, V. ; WALLHEAD, I. ; WHITFIELD, M. ; HUDYMA, R.: High-resolution EUV imaging tools for resist exposure and aerial image monitoring. In: MACKAY, R. S. (Hrsg.): *Emerging Lithographic Technologies IX* Bd. 5751, SPIE, 2005, 78-89
- [BBJ09] BANYAY, Matus ; BROSE, Sascha ; JUSCHKIN, Larissa: Line image sensors for spectroscopic applications in the extreme ultraviolet. In: *Measurement Science and Technology* 20 (2009), Nr. 10, 105201. <http://stacks.iop.org/0957-0233/20/i=10/a=105201>
- [bcc10] BCC RESEARCH: *Instrumentation And Sensors - Spectroscopy (Report Code IAS004D)*, 2010. <http://www.bccresearch.com/report/spectroscopy-ias004d.html>. – abgerufen am 10.01.2012

- [BHD⁺06] BERGHMANS, D. ; HOCHEDÉZ, J.F. ; DEFISE, J.M. ; LECAT, J.H. ; NICULA, B. ; SLEMZIN, V. ; LAWRENCE, G. ; KATSYIANNIS, A.C. ; LINDEN, R. V. ; ZHUKOV, A. ; CLETTE, F. ; ROCHUS, P. ; MAZY, E. ; THIBERT, T. ; NICOLSI, P. ; PELIZZO, M-G. ; SCHÜHLE, U.: SWAP onboard PROBA 2, a new EUV imager for solar monitoring. In: *Advances in Space Research* 38 (2006), Nr. 8, 1807 - 1811. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2005.03.070>. – DOI 10.1016/j.asr.2005.03.070. – ISSN 0273–1177
- [BOH74] BLUDAU, W. ; ONTON, A. ; HEINKE, W.: Temperature dependence of the band gap of silicon. In: *Journal of Applied Physics* 45 (1974), Nr. 4, 1846-1848. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1663501>. – DOI 10.1063/1.1663501
- [BOH⁺03] BOGUMIL, K ; ORPHAL, J ; HOMANN, T ; VOIGT, S ; SPIETZ, P ; FLEISCHMANN, O.C ; VOGEL, A ; HARTMANN, M ; KROMMINGA, H ; BOVENS-MANN, H ; FRERICK, J ; BURROWS, J.P: Measurements of molecular absorption spectra with the SCIAMACHY pre-flight model: instrument characterization and reference data for atmospheric remote-sensing in the 230-2380 nm region. In: *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry* 157 (2003), Nr. 2-3, 167 - 184. [http://dx.doi.org/10.1016/S1010-6030\(03\)00062-5](http://dx.doi.org/10.1016/S1010-6030(03)00062-5). – DOI 10.1016/S1010-6030(03)00062-5. – ISSN 1010–6030
- [BS70] BOYLE, W.S. ; SMITH, G.E.: Charge Coupled Semiconductor Devices. In: *Bell System Technical Journal* Volume 49, Issue 4 (1970), S. 587–593
- [BTWL79] BRION, C.E. ; TAN, K.H. ; WIEL, M.J. van d. ; LEEUW, Ph.E. van d.: Dipole oscillator strengths for the photoabsorption, photoionization and fragmentation of molecular oxygen. In: *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 17 (1979), Nr. 2, 101 - 119. [http://dx.doi.org/10.1016/0368-2048\(79\)85032-X](http://dx.doi.org/10.1016/0368-2048(79)85032-X). – DOI 10.1016/0368-2048(79)85032-X. – ISSN 0368–2048
- [CB97] CLUGSTON, D.A. ; BASORE, P.A.: PC1D version 5: 32-bit solar cell modeling on personal computers. In: *Photovoltaic Specialists Conference, 1997., Conference Record of the Twenty-Sixth IEEE, 1997.* – ISSN 0160–8371, S. 207 –210
- [CC74] CHELIKOWSKY, James R. ; COHEN, Marvin L.: Electronic structure of silicon. In: *Phys. Rev. B* 10 (1974), Dec, 5095–5107. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.10.5095>. – DOI 10.1103/PhysRevB.10.5095
- [CCB93] CHAN, W.F. ; COOPER, G. ; BRION, C.E.: The electronic spectrum of water in the discrete and continuum regions. Absolute optical oscillator strengths for photoabsorption (6-200 eV). In: *Chemical Physics* 178 (1993), Nr. 1-3, 387 - 400. [http://dx.doi.org/10.1016/0301-0104\(93\)85078-M](http://dx.doi.org/10.1016/0301-0104(93)85078-M). – DOI 10.1016/0301-0104(93)85078-M. – ISSN 0301–0104

- [Cep08] CEPHEIDEN: *Datei:Band structure Si schematic.svg*, 2008. http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Band_structure_Si_schematic.svg
- [CFC⁺02] COHEUR, Pierre-François ; FALLY, Sophie ; CARLEER, Michel ; CLERBAUX, Cathy ; COLIN, Réginald ; JENOUVRIER, Alain ; MÉRIENNE, Marie-France ; HERMANS, Christian ; VANDAELE, Ann C.: New water vapor line parameters in the 26000-13000 cm⁻¹ region. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 74 (2002), Nr. 4, 493 - 510. [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-4073\(01\)00269-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-4073(01)00269-2). – DOI 10.1016/S0022-4073(01)00269-2. – ISSN 0022-4073
- [CGBW02] CORREIA, J.H. ; GRAAF, G. de ; BARTEK, M. ; WOLFFENBUTTEL, R.F.: A single-chip CMOS optical microspectrometer with light-to-frequency converter and bus interface. In: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 37 (2002), oct, Nr. 10, S. 1344 – 1347. <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.2002.803049>. – DOI 10.1109/JSSC.2002.803049. – ISSN 0018-9200
- [CH73] CLAPHAM, P. B. ; HUTLEY, M. C.: Reduction of Lens Reflexion by the Moth Eye Principle. In: *Nature* 244 (1973), Aug, S. 281–282. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1038/244281a0>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1038/244281a0>
- [Chr76] CHRISTENSEN, Ove: Quantum efficiency of the internal photoelectric effect in silicon and germanium. In: *J. Appl. Phys.* 47 (1976), Nr. 2, 689-695. <http://dx.doi.org/DOI:10.1063/1.322635>. – DOI DOI:10.1063/1.322635. – ISSN 00218979
- [Cza11] CZAJKA, Bartholomäus: *Praxisprojekt: Messstand für die Charakterisierung der Sensitivität von optischen Bauelementen*. 2011
- [Dam09] DAMS, Björn: Nitrid-OTP / Fraunhofer IMS. 2009. – Forschungsbericht
- [Dar11] DARLING, Patrick: *Intel 22nm 3-D Tri-Gate Transistor Technology*, 2011. <http://newsroom.intel.com/docs/DOC-2032>. – abgerufen am 26. Aug. 2011
- [DHSZH11] DAVIDOVIC, Milos ; HOFBAUER, Michael ; SCHNEIDER-HORNSTEIN, Kerstin ; ZIMMERMANN, Horst: High Dynamic Range Background Light Suppression for a TOF Distance Measurement Sensor in 180nm CMOS. In: *Proceedings of the IEEE Sensors 2011 Conference*, 2011, S. 359–362
- [DINa] DIN, DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *Einheiten - Teil 1: Einheitenamen, Einheitenzeichen DIN 1301-1*
- [DINb] DIN, DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik. DIN 5031-1 Teil 7*

- [DN55] DASH, W. C. ; NEWMAN, R.: Intrinsic Optical Absorption in Single-Crystal Germanium and Silicon at 77 K and 300 K. In: *Phys. Rev.* 99 (1955), Aug, Nr. 4, S. 1151–1155. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.99.1151>. – DOI 10.1103/PhysRev.99.1151
- [DSF⁺11] DURINI, Daniel ; SPICKERMANN, Andreas ; FINK, Johannes ; BROCKHERDE, Werner ; GRABMAIER, Anton ; HOSTICKA, Bedrich: Experimental Comparison of Four Different CMOS Pixel Architectures Used in Indirect Time-of-Flight Distance Measurement Sensors. In: *2011 International Image Sensor Workshop (IISW)*, 2011
- [DSM⁺10] DURINI, Daniel ; SPICKERMANN, Andreas ; MAHDI, Rana ; BROCKHERDE, Werner ; VOGT, Holger ; GRABMAIER, Anton ; HOSTICKA, Bedrich J.: Lateral drift-field photodiode for low noise, high-speed, large photoactive-area CMOS imaging applications. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 624 (2010), Nr. 2, 470 - 475. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.162>. – DOI 10.1016/j.nima.2010.03.162. – ISSN 0168–9002
- [Dur12] DURINI, Daniel: *Persönliche Kommunikation*. 2012
- [DZ03] DOBKIN, Daniel M. ; ZURAW, Michael K.: *Principles of Chemical Vapor Deposition*. Berlin : Springer, 2003. – ISBN 1402012489
- [Edl66] EDLÉN, Bengt: The Refractive Index of Air. In: *Metrologia* 2 (1966), Nr. 2, 71. <http://stacks.iop.org/0026-1394/2/i=2/a=002>
- [Ein05] EINSTEIN, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 6, 132–148. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19053220607>. – DOI 10.1002/andp.19053220607. – ISSN 1521–3889
- [EWGW10] EMADI, Arvin ; WU, Huaiwen ; GRAAF, Ger de ; WOLFFENBUTTEL, Reinoud F.: CMOS-compatible LVOF-based visible microspectrometer. In: DRUY, Mark A. (Hrsg.) ; BROWN, Christopher D. (Hrsg.) ; CROCOMBE, Richard A. (Hrsg.): *Next-Generation Spectroscopic Technologies III* Bd. 7680, SPIE, 2010, 76800W
- [FHLJF⁺11] FENG, ZHAN ; HAI-LI, WANG ; JI-FANG, HE ; JUAN, WANG ; SHE-SONG, HUANG ; HAI-QIAO, NI ; ZHI-CHUAN, NIU: Multilayer Antireflection Coating for Triple Junction Solar Cells. In: *CHIN. PHYS. LETT.* 4 (2011). <http://dx.doi.org/10.1088/0256-307X/28/4/047802>. – DOI 10.1088/0256-307X/28/4/047802
- [Fli05] FLIESSBACH, Torsten: *Elektrodynamik*. Heidelberg u.a : Spektrum, Akad. Verl, 2005. – ISBN 3827415306

- [Fos93] FOSSUM, Eric R.: Active pixel sensors: are CCDs dinosaurs? In: BLOUKE, Morley M. (Hrsg.): *Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors III* Bd. 1900, SPIE, 1993, 2-14
- [GB89] GEIST, Jon ; BALTES, Henry: High accuracy modeling of photodiode quantum efficiency. In: *Appl. Opt.* 28 (1989), Sep, Nr. 18, 3929–3939. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.28.003929>. – DOI 10.1364/AO.28.003929
- [GEJM96] G. E. JELLISON, Jr. ; MODINE, F. A.: Parameterization of the optical functions of amorphous materials in the interband region. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 3, 371-373. <http://dx.doi.org/10.1063/1.118064>. – DOI 10.1063/1.118064
- [GK95] GREEN, Martin A. ; KEEVERS, Mark J.: Optical properties of intrinsic silicon at 300 K. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 3 (1995), Nr. 3, 189–192. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.4670030303>. – DOI 10.1002/pip.4670030303. – ISSN 1099–159X
- [GKCV96] GULLIKSON, E.M. ; KORDE, R. ; CANFIELD, L.R. ; VEST, R.E.: Stable silicon photodiodes for absolute intensity measurements in the VUV and soft X-ray regions. In: *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 80 (1996), Nr. 0, 313 - 316. [http://dx.doi.org/10.1016/0368-2048\(96\)02983-0](http://dx.doi.org/10.1016/0368-2048(96)02983-0). – DOI 10.1016/0368-2048(96)02983-0. – ISSN 0368-2048
- [GM03] GERTHSEN, C. ; MESCHEDE, D.: *Gerthsen Physik*. Springer, 2003 (Springer-Lehrbuch Series). – ISBN 9783540026228
- [Ham] HAMAMATSU CORPORATION: *Spectrometer Detector Array Types*, <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/mini-spectrometers/detectors-types.php>. – abgerufen am 10.Jan.2012
- [HBD⁺10] HALAIN, Jean-Philippe ; BERGHMANS, David ; DEFISE, Jean-Marc ; RENOTTE, Etienne ; THIBERT, Tanguy ; MAZY, Emmanuel ; ROCHUS, Pierre ; NICULA, Bogdan ; GROOF, Anik D. ; SEATON, Dan ; SCHUHLE, Udo: First light of SWAP on-board PROBA2. In: ARNAUD, Monique (Hrsg.) ; MURRAY, Stephen S. (Hrsg.) ; TAKAHASHI, Tadayuki (Hrsg.): *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray* Bd. 7732, SPIE, 2010, 77320P
- [HBO95] *Handbook of optics*. New York : McGraw-Hill, 1995. – ISBN 007047740X
- [Hea10] HEAYS, Alan N.: *Photoabsorption and photodissociation in molecular nitrogen*, The Australian National University, Diss., 2010
- [Hec09] HECHT, Eugene: *Optik*. Oldenbourg, 2009. – ISBN 9783486588613

- [HGD93] HENKE, B. L. ; GULLIKSON, E. M. ; DAVIS, J. C.: X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{--}30,000$ eV, $Z = 1\text{--}92$. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54 (1993), Nr. 2, 181 - 342. <http://dx.doi.org/DOI:10.1006/adnd.1993.1013>. – DOI DOI: 10.1006/adnd.1993.1013. – ISSN 0092–640X
- [HHM⁺11] HERBERT, S. ; HOCHSCHULZ, F. ; MARYASOV, A. ; JUSCHKIN, L. ; DANYLYUK, S.: CHALLENGES OF HIGH-SPEED EUV MASK BLANK INSPECTION. In: *Proceedings of the 35th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits*, 2011. – 183-184
- [Hub69] HUBBEL, J. H.: *NSRDS 29 Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV*, 1969. <http://www.nist.gov/data/nsrds/NSRDS-NBS29.pdf>. – abgerufen am 5.1.2012
- [Huf69] HUFFMAN, R.E.: Absorption cross-sections of atmospheric gases for use in aeronomy. In: *Can. J. Chem.* 47 (1969), S. 1823–1834
- [IIO⁺89] ITIKAWA, Y. ; ICHIMURA, A. ; ONDA, K. ; SAKIMOTO, K. ; TAKAYANAGI, K. ; HATANO, Y. ; HAYASHI, M. ; NISHIMURA, H. ; TSURUBUCHI, S.: Cross Sections for Collisions of Electrons and Photons with Oxygen Molecules. 18 (1989), Nr. 1, 23-42. <http://dx.doi.org/DOI:10.1063/1.555841>. – DOI DOI:10.1063/1.555841. – ISSN 00472689
- [Ind08] INDUCTIVELOAD: *Datei:Brillouin Zone (1st, FCC).svg*, 2008. [http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Brillouin_Zone_\(1st,_FCC\).svg](http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Brillouin_Zone_(1st,_FCC).svg). – abgerufen am 27.9.2011
- [Ker07] KERN, Dr. U.: *Extending L^AT_EX's color facilities: the xcolor package*. v2.11 (2007/01/21), 2007
- [Kil76] KILBY, J.S.: Invention of the integrated circuit. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 23 (1976), jul, Nr. 7, S. 648 – 654. <http://dx.doi.org/10.1109/T-ED.1976.18467>. – DOI 10.1109/T-ED.1976.18467. – ISSN 0018–9383
- [Kni76] KNITTL, Zdeněk: *Optics of Thin Films*. New York : Wiley, 1976. – ISBN 047149531x
- [KRM] KELLER-RUDEK, Hannelore ; MOORTGAT, Geert K.: *MPI-Mainz-UV-VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules*. www.atmosphere.mpg.de/spectral-atlas-mainz. – abgerufen am 13. Sep. 2011
- [KT92] KRUMREY, M. ; TEGELER, E.: Self-calibration of semiconductor photodiodes in the soft x-ray region. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 1, S. 797–801

- [Lin01] LIN, Shu-Ya: Hydrogen-induced electronic states and vibrational modes in hydrogenated amorphous silicon nitride. In: *Thin Solid Films* 395 (2001), Nr. 1-2, 101 - 104. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0040-6090\(01\)01221-4](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0040-6090(01)01221-4). – DOI DOI: 10.1016/S0040-6090(01)01221-4. – ISSN 0040-6090
- [LK77] LOFTHUS, Alf ; KRUPENIE, Paul H.: The spectrum of molecular nitrogen. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 6 (1977), Nr. 1, 113-307. <http://dx.doi.org/10.1063/1.555546>. – DOI 10.1063/1.555546
- [LLM⁺11] LEE, T.Y. ; LEE, Y.J. ; MIN, D.K. ; LEE, S.H. ; KIM, W.H. ; KIM, S.H. ; JUNG, J.K. ; OVSIANNIKOV, I. ; JIN, Y.G. ; PARK, Y.D. ; FOSSUM, E.R. ; CHUNG, C.H.: A 192x108 pixel ToF-3D image sensor with single-tap concentric-gate demodulation pixels in 0.13 μm technology. In: *Proceedings of the 2011 IEEE International Electron Devices Meeting*, 2011
- [MF82] MENTALL, J. E. ; FREDERICK, J. E.: Solar irradiance in the stratosphere: Implications for the Herzberg continuum absorption of O₂. In: *Geophys. Res. Lett.* 9 (1982), Nr. 4, S. 461-464. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1029/GL009i004p00461>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1029/GL009i004p00461>
- [MGD⁺96] MASON, N J. ; GINGELL, J M. ; DAVIES, J A. ; ZHAO, H ; WALKER, I C. ; SIGGEL, M R F.: VUV optical absorption and electron energy-loss spectroscopy of ozone. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 29 (1996), Nr. 14, 3075. <http://stacks.iop.org/0953-4075/29/i=14/a=019>
- [Mic77] MICHAELSON, Herbert B.: The work function of the elements and its periodicity. In: *Journal of Applied Physics* 48 (1977), Nr. 11, 4729-4733. <http://dx.doi.org/DOI:10.1063/1.323539>. – DOI DOI:10.1063/1.323539. – ISSN 00218979
- [MJH⁺03] MÉRIENNE, Marie-France ; JENOUVRIER, Alain ; HERMANS, Christian ; VANDAELE, Ann C. ; CARLEER, Michel ; CLERBAUX, Cathy ; COHEUR, Pierre-François ; COLIN, Reginald ; FALLY, Sophie ; BACH, Mohamed: Water vapor line parameters in the 13000-9250cm⁻¹ region. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 82 (2003), Nr. 1-4, 99 - 117. [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-4073\(03\)00148-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-4073(03)00148-1). – DOI 10.1016/S0022-4073(03)00148-1. – ISSN 0022-4073
- [MMM⁺87] MARTIN-MORENO, L. ; MARTINEZ, E. ; VERGES, J. A. ; YNDURAIN, F.: Electronic structure, defect states, and optical absorption of amorphous Si_{1-x}N_x. In: *Phys. Rev. B* 35 (1987), Jun, Nr. 18, S. 9683-9692
- [Moo65] MOORE, Gordon E.: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* Volume 38, Number 8 (1965)

- [Nan11] NANVER, Lis K.: Silicon PureB photodiodes for detecting low penetration depth beams. In: *262nd PTB Seminar EUV Metrology*, 2011
- [NIS] CODATA *Internationally recommended values of the Fundamental Physical Constants* <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>. – abgerufen am 13.9.2011
- [Nol11] NOLTING, W.: *Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik*. Springer, 2011 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 9783642134487
- [OC58] OGAWA, M. ; COOK, G. R.: Absorption Coefficients of O₃ in the Vacuum Ultraviolet Region. In: *J. Chem. Phys.* 28 (1958), Nr. 1, 173-174. <http://dx.doi.org/DOI:10.1063/1.1744071>. – DOI DOI:10.1063/1.1744071. – ISSN 00219606
- [Pan] PANAVISION IMAGING: *High Performance Linear Image Sensors ELIS-1024 IMAGER*, <http://www.panavisionimaging.com/PDF/PDS0004RevJ.pdf>. – abgerufen am 10.Jan.2012
- [Pas07] PASCHEN, Uwe: Development of a 0.35 μm Smart Power CMOS Process for Automotive Applications. In: *Fraunhofer IMS - Annual Report 2007* (2007), S. 24–25
- [PG98] PALIK, E.D. ; GHOSH, G.: *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, 1998 (Handbook of Optical Constants of Solids v. 5). – ISBN 9780125444200
- [PST] *3D wave* <http://www.tug.org/PSTricks/pst-plot/3D/3d4.tex>. – abgerufen am 30.8.2011
- [PWM⁺04] PRYDDERCH, Mark L. ; WALTHAM, Nick R. ; MORRISSEY, Quentin ; FRENCH, Marcus ; TURCHETTA, Renato ; POOL, Peter: A large-area CMOS monolithic active pixel sensor for extreme ultraviolet spectroscopy and imaging. In: *Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications V* 5301 (2004), Nr. 1, 175-185. <http://dx.doi.org/10.1117/12.526401>. – DOI 10.1117/12.526401
- [RBM07] REGOLINI, J.L. ; BENOIT, D. ; MORIN, P.: Passivation issues in active pixel CMOS image sensors. In: *Microelectronics Reliability* 47 (2007), Nr. 4-5, 739 - 742. <http://dx.doi.org/DOI:10.1016/j.microrel.2007.01.067>. – DOI DOI: 10.1016/j.microrel.2007.01.067. – ISSN 0026–2714. – 14th Workshop on Dielectrics in Microelectronics (WoDiM 2006)
- [RIT] RIT, ROCHESTER INSTITUTE OF TECHNOLOGY - NANOLITHOGRAPHY RESEARCH LABS: *Optical Properties of Thin Films for DUV and VUV Microlithography*. <http://www.rit.edu/kgcoe/microsystems/lithography/thinfilms/thinfilms/thinfilms.html>. – abgerufen am 23.9.11

- [Rob91] ROBERTSON, J.: Electronic structure of silicon nitride. In: *Philosophical Magazine Part B* 63 (1991), Nr. 1, 47-77. <http://www.informaworld.com/10.1080/01418639108224430>
- [RP84] ROBERTSON, John ; POWELL, Martin J.: Gap states in silicon nitride. In: *Applied Physics Letters* 44 (1984), Nr. 4, 415-417. <http://dx.doi.org/10.1063/1.94794>. – DOI 10.1063/1.94794
- [SFG⁺06] SANDER, S.P. ; FRIEDL, R.R. ; GOLDEN, D.M. ; KURYLO, M.J. ; MOORTGAT, G.K. ; KELLER-RUDEK, H. ; WINE, P.H. ; RAVISHANKARA, A.R. ; KOLB, C.E. ; MOLINA, M.J. ; FINLAYSON-PITTS, B.J. ; HUIE, R.E. ; ORKIN, V.L.: Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Atmospheric Studies. Evaluation Number 15 / JPL. 2006 (JPL Publication 06-2). – Forschungsbericht
- [SHK⁺00] SCHOLZE, F. ; HENNEKEN, H. ; KUSCHNERUS, P. ; RABUS, H. ; RICHTER, M. ; ULM, G.: Determination of the electron-hole pair creation energy for semiconductors from the spectral responsivity of photodiodes. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 439 (2000), S. 208 – 215. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00937-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00937-7). – DOI 10.1016/S0168-9002(99)00937-7. – ISSN 0168-9002
- [SN07] SZE, S.M. ; NG, K.K.: *Physics of semiconductor devices*. Wiley-Interscience, 2007 (Wiley-Interscience publication). <http://books.google.com/books?id=o4unkmHBHb8C>. – ISBN 9780471143239
- [Spi09] SPICKERMANN, Andreas: *Photodetektoren und Auslesekonzepte für 3D-Time-of-Flight-Bildsensoren in 0,35 µm-Standard-CMOS-Technologie*, Diss., 2009
- [SRP09] SGS INSTITUT FRESENIUS GMBH: SRP an unstrukturierten Wafern und strukturiertem Chip. 2009. – Forschungsbericht. – internes Dokument
- [SSW⁺11] STERN, R.A. ; SHING, L. ; WALTHAM, N. ; MAPSON-MENARD, H. ; HARRIS, A. ; POOL, P.: EUV and Soft X-Ray Quantum Efficiency Measurements of a Thinned Back-Illuminated CMOS Active Pixel Sensor. In: *Electron Device Letters, IEEE* 32 (2011), Nr. 3, S. 354 –356. <http://dx.doi.org/10.1109/LED.2010.2100362>. – DOI 10.1109/LED.2010.2100362. – ISSN 0741-3106
- [Sze02] SZE, S.M.: *Semiconductor devices, physics and technology*. Wiley, 2002. – ISBN 9780471333722
- [Taf05] TAFLOVE, Allen: *Computational Electrodynamics*. City : Artech House Publishers, 2005. – ISBN 1580538320
- [The07] THEUWISSEN, A.: CMOS image sensors: State-Of-the-art and future perspectives, 2007. – ISSN 1930-8876, S. 21-27

- [TOJ64] TANAKA, Y. ; OGAWA, M. ; JURSA, A. S.: Forbidden Absorption-Band Systems of N₂ in the Vacuum-Ultraviolet Region. In: *The Journal of Chemical Physics* 40 (1964), Nr. 12, 3690-3700. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1725075>. – DOI 10.1063/1.1725075
- [TWF⁺66] TILFORD, S. G. ; WILKINSON, P. G. ; FRANKLIN, Vincent B. ; NABER, R. H. ; BENESCH, William ; VANDERSLICE, Joseph T.: Summary of Observed Absorption Lines of Room-Temperature Molecular Nitrogen Between 1060 and 1520 Å. In: *Astrophysical Journal Supplement* 13 (1966), S. 31–64
- [Wec67] WECKLER, G.P.: Operation of p-n Junction Photodetectors in a Photon Flux Integrating Mode. In: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 2 (1967), sep, Nr. 3, S. 65 – 73. <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.1967.1049795>. – DOI 10.1109/JSSC.1967.1049795. – ISSN 0018–9200
- [Wey] WEYERS, Sascha: *Persönliche Kommunikation*
- [Wol86] WOLF, Stanley: *Silicon Processing for the VLSI Era*. Sunset Beach : Lattice Press, 1986. – ISBN 0961672153
- [WPMM⁺07] WALTHAM, N.R. ; PRYDDERCH, M. ; MAPSON-MENARD, H. ; POOL, P. ; HARRIS, A.: Development of a thinned back-illuminated CMOS active pixel sensor for extreme ultraviolet spectroscopy and imaging in space science. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 573 (2007), Nr. 1-2, 250 - 252. <http://dx.doi.org/DOI:10.1016/j.nima.2006.10.259>. – DOI DOI: 10.1016/j.nima.2006.10.259. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 7th International Conference on Position-Sensitive Detectors - PSD-7, 7th International Conference on Position-Sensitive Detectors
- [ZTCC96] ZHENG, Jia Z. ; TAN, Denise ; CHEW, Peter ; CHAN, Lap H.: Characterization and in-line control of UV-transparent silicon nitride films for passivation of FLASH devices. In: *Proc. SPIE* 2876 (1996), Nr. 1, 63-70. <http://dx.doi.org/DOI:10.1117/12.250915>. – DOI DOI:10.1117/12.250915. – ISSN 0277786X

ENTSTANDENE ARBEITEN UND VERÖFFENTLICHUNGEN

Im Folgenden findet sich eine Liste, der im Rahmen dieser Arbeit entstandenen weiteren Arbeiten und Veröffentlichungen.

- Veröffentlichung
F. Hochschulz, M. Jung, S. Weyers, „CMOS Process for Optical Applications“, Fraunhofer IMS, Annual Report 2009, 26-29, 2010
- peer-reviewed conference proceedings
F. Hochschulz, U. Paschen, H. Vogt, „Multiphysics Simulations for the Optimisation of CMOS Processes for High Precision Optical Measurement Applications“, 1st Conference on Multiphysics Simulation Advanced Methods for Industrial Engineering, Bonn, Deutschland, Jun. 2010
- peer-reviewed journal publication
Hochschulz, F.; Paschen, U. & Vogt, H. „Multiphysics Simulations for the Optimisation of CMOS Processes for High Precision Optical Measurement Applications“, The International Journal of Multiphysics, 2010, Special Edition: Multiphysics Simulations - Advanced Methods for Industrial Engineering, 239-249, Aug. 2011
- peer-reviewed conference proceedings
Hochschulz, F.; Paschen, U. & Vogt, H. „CMOS process enhancement for high precision narrow linewidth applications“ Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), 2010 Proceedings of the European, Sevilla, Spanien, 254 - 256, Sep. 2010
- Eingeladener-Vortrag
Frank Hochschulz, Uwe Paschen, Holger Vogt, „CMOS Imaging Prozess Erweiterung für spektroskopische Anwendungen“, Forschungsseminar des Instituts für Kernphysik, Münster, Deutschland, Nov. 2010

- Veröffentlichung
F. Hochschulz, U. Paschen, H. Vogt, „CMOS-based EUV sensor“, Fraunhofer IMS, Annual Report 2010, 29-30, 2011
- Antrag auf Erteilung eines europäischen Patents (EP-Notanmeldung)
„Photo detector particulary for monochromatic and/or small spectral bandwidth applications and method for producing the same“, Apr. 2011
- Fachartikel
Hochschulz, F.; Brockherde, W.; Vogt, H. & Paschen, U. „Durchlässiger ist besser“, LABORPRAXIS, Ausgabe Mai 2011, 22-24
- Betreutes Praxisprojekt
Bartholomäus Czajka, „Messstand für die Charakterisierung der Sensitivität von optischen Bauelementen“, Fachhochschule Düsseldorf, FB 3 Elektrotechnik, Jun. 2011
- Betreute Bachelorarbeit
Bartholomäus Czajka, „Charakterisierung von Hochtemperatur SOI Photodioden“, Fachhochschule Düsseldorf, FB 3 Elektrotechnik, Sep. 2011
- Patentanmeldung
Hochschulz, F.; Dreiner, S.; Paschen, U. & Vogt, H. „Photodetektor, Bildsensor und Verfahren zur Herstellung“, Jul. 2011
- peer-reviewed conference proceedings
S. Herbert, F. Hochschulz, A. Maryasov, L. Juschkin, S. Danylyuk, „CHALLENGES OF HIGH-SPEED EUV MASK BLANK INSPECTION“, Proceedings of the 35th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits, Catania, Italien, 183-184, Mai./Jun. 2011
- Poster
Hochschulz, F.; Vogt, H. & Paschen, U., „CMOS photodiodes for short wavelength and narrow spectral width illumination“, 11th Dresden Microelectronics Academy, Dresden, Deutschland, Sep. 2011
- peer-reviewed conference proceedings
Frank Hochschulz, Stefan Dreiner, Holger Vogt and Uwe Paschen, „CMOS photodiodes for narrow linewidth applications“, IEEE Sensors 2011 Proceedings, 1600 - 1604, Limerick, Irland, Okt. 2011
- Workshop-Teilnahme
Daniel Durini, Werner Brockherde, Johannes Fink, Frank Hochschulz, Uwe Paschen, Anton Grabmaier, Bedrich J. Hosticka, „Fast-Response, Low-Noise, Multiple Shutter, Non-Destructive Readout Line Sensor for Spectroscopy Applications Based on Lateral- Drift-Field Photodiode Principle“, CMOS Image Sensors for High Performance Applications, Toulouse, Frankreich, Dez. 2011

- Veröffentlichung
F. Hochschulz, S. Dreiner, H. Vogt, U. Paschen, „Reducing the impact of process variations on the sensitivity of CMOS photodiodes“, Fraunhofer IMS, Annual Report 2011, 26-29, 2012
- Veröffentlichung
J. Fink, F. Hochschulz, „Strahlenharte CMOS-Elektronik“, Fraunhofer IMS, Annual Report 2011, 33-35, 2012
- peer-reviewed journal publication
Stefan Herbert, Matus Banyay, Aleksey Maryasov, Frank Hochschulz, Uwe Paschen, Holger Vogt, Larissa Juschkin, „Quantum efficiency determination of a novel CMOS design for fast imaging applications in the extreme ultraviolet“, IEEE Transactions on Electron Devices, Volume 59, 846 - 849, 2012

DANKSAGUNG

Ich danke meinem Doktorvater Prof. Dr. Holger Vogt für die Schaffung von einzigartig guten Rahmenbedingungen, seine Unterstützung bei diesem interessanten Thema und die Betreuung der Arbeit.

Ich danke meinem Korreferenten Prof. Dr. Franz-Josef Tegude für die Übernahme des Amtes und die schnelle Begutachtung der Arbeit.

Ich danke Dr. Uwe Paschen für die zahlreichen und ergiebigen Diskussionen, die wertvollen Ratschläge, die immer neue Motivation und die ausgezeichneten Möglichkeiten zu wissenschaftlichem Arbeiten in diesem Umfeld.

Ich danke allen Mitgliedern meiner Abteilung für die viele Hilfe, vor allem bei der Einarbeitung, sowie besonders Dr. Sascha Weyers und Dr. Sebastian Sommer für die ab und zu notwendige Ablenkung.

Ich danke allen weiteren Kolleginnen und Kollegen des Fraunhofer IMS und der ELMOS Semiconductor AG, durch die mir meine Arbeit so viel Freude bereitet hat: Dr. A. Spickermann, B. Dams, C. Ramms, Dr. D. Durini, F. Grasse, Dr. J. Fink, K.-H. Herber, K. Debusmann, Marina Wirtz, Dr. S. Dreiner, Dr. S. Neumann, W. Brockherde und vielen weiteren, die ich hier nicht alle aufführen kann.

Ich danke Dr. Matus Banyay und Stefan Herbert vom Fraunhofer ILT für die angenehme und erfolgreiche Zusammenarbeit, die meiner Arbeit ein zusätzliches Anwendungsfeld eröffnet hat.

Ich danke meinen Freunden, für die vielen Stunden wohlthuender Ablenkung.

Ich danke meiner Familie für die Unterstützung, dafür dass sie mir in jeder Lebenslage zur Seite stehen und dafür, dass sie dies alles erst ermöglicht haben.

Jessica, Dir gilt mein ganz besonderer Dank dafür, dass Du mein Leben jeden Tag noch ein bisschen schöner machst und mir in anstrengenden Zeiten immer zur Seite standest.